

VYSOKÉ UČENÍ TECHNICKÉ V BRNĚ

BRNO UNIVERSITY OF TECHNOLOGY

FAKULTA STROJNÍHO INŽENÝRSTVÍ

FACULTY OF MECHANICAL ENGINEERING

ÚSTAV FYZIKÁLNÍHO INŽENÝRSTVÍ

INSTITUTE OF PHYSICAL ENGINEERING

**OPTIMALIZACE IONTOVÉHO ZDROJE SE SEDLOVÝM
POLEM**

OPTIMIZATION OF ION SOURCE WITH SADDLE FIELD

BAKALÁŘSKÁ PRÁCE

BACHELOR'S THESIS

AUTOR PRÁCE

AUTHOR

Marek Zálešák

VEDOUCÍ PRÁCE

SUPERVISOR

Ing. Jindřich Mach, Ph.D.

BRNO 2021

Zadání bakalářské práce

Ústav: Ústav fyzikálního inženýrství
Student: **Marek Zálešák**
Studijní program: Aplikované vědy v inženýrství
Studijní obor: Fyzikální inženýrství a nanotechnologie
Vedoucí práce: **Ing. Jindřich Mach, Ph.D.**
Akademický rok: 2020/21

Ředitel ústavu Vám v souladu se zákonem č.111/1998 o vysokých školách a se Studijním a zkušebním řádem VUT v Brně určuje následující téma bakalářské práce:

Optimalizace iontového zdroje se sedlovým polem

Stručná charakteristika problematiky úkolu:

Iontové zdroje nachází široké využití v materiálových vědách a v polovodičovém průmyslu. Zdroje s vysokou energií iontů (1000 eV) nachází využití v procesech úpravy a čištění povrchu vzorku. Pro získání vysokých proudových hustot iontových svazků lze užít při konstrukci magnetického pole, což není vhodné například pro aplikaci v elektronových mikroskopech. Jinou možností je užít sedlové elektrické pole. Intenzita iontového svazku silně závisí na optimální konstrukci a nastavení elektrod v iontovém zdroji. Během práce bude studentem optimalizován a testován sedlový iontový zdroj.

Cíle bakalářské práce:

- 1) Provést rešeršní studii na téma iontových zdrojů a jejich aplikace.
- 2) Provést simulaci a optimalizaci sedlového iontového zdroje a navrhnout vhodnou fokusační optiku zdroje.
- 3) Provést úpravu a testování iontového zdroje.

Seznam doporučené literatury:

VÁLYI, László. Atom and ion sources. Akadémiai Kiadó: distributed by Kultura, 1977. ISBN 978-9630511131.

FRANKS, J. Properties and applications of saddle-field ion sources. Journal of Vacuum Science and Technology. 1979, 16(2), 181-183. ISSN 0022-5355. Dostupné z: doi:10.1116/1.569901

Termín odevzdání bakalářské práce je stanoven časovým plánem akademického roku 2020/21

V Brně, dne

L. S.

prof. RNDr. Tomáš Šíkola, CSc.
ředitel ústavu

doc. Ing. Jaroslav Katolický, Ph.D.
děkan fakulty

Abstrakt

Cílem mé bakalářské práce bylo provést rešeršní studii na téma iontových zdrojů a jejich aplikací. Dalším cílem bylo vytvořit modelové simulace iontového zdroje se sedlovým polem v programu EOD a následně se pokusit zdroj optimalizovat. Optimalizace spočívala ve dvou hlavních bodech. Zprovoznit iontový zdroj k prvním měření a navrhnout vychylovací soustavu iontového svazku.

Summary

The goal of my bachelor's thesis was to make literature search about ion source applications. The next goal was to create models of saddle field ion source and find the best settings of the ion source. At first the most necessary changes were made to make the ion source operational. Then the deflection optics was developed that cause a deviation of the beam from the geometric axis of the ion source.

Klíčová slova

iontový zdroj, sedlové pole, fokusační optika, vychylovací optika, optimalizace

Keywords

ion source, saddle field, focusation optics, deflector optics, optimization

ZÁLEŠÁK, M. *Optimalizace iontového zdroje se sedlovým polem*. Brno, 2021. Bakalářská práce. Vysoké učení technické v Brně, Fakulta strojního inženýrství, Ústav fyzikálního inženýrství. Vedoucí práce Ing. Jindřich Mach, Ph.D.

Prohlášení

Prohlašuji, že jsem bakalářskou práci s názvem *Optimalizace iontového zdroje se sedlovým polem* vypracoval samostatně, pouze za odborného vedení Ing. Jindřicha Macha, Ph.D. Dále prohlašuji, že veškeré prameny, ze kterých jsem čerpal při psaní bakalářské práce, jsou uvedeny v seznamu literatury.

V Brně dne

.....

Marek Zálešák

Poděkování

Chtěl bych poděkovat Ing. Jindřichu Machovi, Ph.D. za trpělivost při vedení mé závěrečné práce a pomoci při experimentálních měření v laboratoři. Dále za jeho poznámky a nápady, při překonávání problémů, které se v průběhu práce vyskytly. Také bych chtěl poděkovat Ing. Jakubu Zlámalovi, Ph.D. za věnovaný čas při vytváření simulací v programu EOD. Na konce bych chtěl poděkovat Fakultě strojního inženýrství VUT v Brně a Ústavu fyzikálního inženýrství, díky kterému jsem měl tu možnost pracovat v čistých laboratořích s nejrůznějšími přístroji z oblasti vakuové techniky.

Obsah

1	Úvod	2
2	Interakce vyskytující se v iontových zdrojích	3
2.1	Ionizace	3
2.1.1	Ionizace srážkou s elektronem	4
2.1.2	Ionizace srážkou s jinou částicí	5
2.1.3	Ionizace srážkou s fotonem	6
2.1.4	Ionizace elektrickým polem	6
2.2	Extrakce elektronů pomocí termoemise	6
2.2.1	Termoemise	7
2.2.2	Termomise s přítomností elektrického pole	7
2.3	Rekombinace	8
2.4	Excitace	9
2.5	Prostorový náboj	9
3	Typy iontových zdrojů	10
3.1	Elektron - srážkový iontový zdroj	10
3.2	Iontový zdroj se sedlovým polem	12
3.3	Iontový zdroj vybraný k optimalizaci	14
3.4	Aplikace iontového zdroje	16
4	Optimalizace iontového sedlového zdroje	18
4.1	Uchycení vlákna	18
4.2	Poloha vlákna a ionizace	21
4.2.1	Elektrické pole v okolí vlákna	23
4.2.2	Výsledky simulací v EOD	24
5	Vlastnosti zdroje po první úpravě	26
5.1	Měření profilu svazku	26
5.2	Měření energie iontů	27
5.3	Odprašování svazkem iontů argonu	30
6	Vychylování iontového svazku	33
6.1	Modelování deflektoru v EOD	34
6.2	Konstrukční varianty a finální verze	37
6.3	Výroba vychylovací optiky	40
7	Závěr	41

1. Úvod

Touha objevovat nové věci je stará jako lidstvo samo a s lidstvem samotným je úzce spjatá. Chuť objevovat a popisovat přírodní zákony, ať už v oblasti biologie, chemie, medicíny nebo fyziky, je v lidech zakořeněna již několik století. V jistý moment ale naši předci narazili na problém. K nejzákladnější analýze přírody a světa bylo, a stále do jisté míry je lidské oko, geniální vynález evoluce. Lidské oko sloužilo jako mocný nástroj k odhalování tajů přírodních věd, ale časem byly jeho možnosti překonány čím dál zrychlující se touhou rozumět menším a větším věcem. Touha objevovat byla ale silnější a dala možnost k rozvinutí nových metod pozorování kolem nás. Lidstvo vynalezlo dalekohledy, kterými mohlo pozorovat daleké hvězdy a první mikroskopy, které mu umožnili studovat okem nerozlišitelné věci. Vývoj šel ale neúprosně dál. Lidstvo se se světelnými mikroskopy a dalekohledy nespokojilo a stále hledalo nové způsoby, jak se podívat na tak malé struktury, jako jsou molekuly a atomy nebo na nepředstavitelně vzdálené vesmírné objekty, o kterých by se lidem před pár staletími ani nesnilo.

Se závodem zkoumání vesmíru začal i jiný závod. Závod, jehož cíl byl v řádech stejně vzdálený. Je zajímavé, že vzdálenost, kterou bychom museli urazit z planety Země ke Slunci je řádově 10^{11} m. Na druhou stranu velikost Bohrova atomu je řádově 10^{-11} m.

K zobrazování takto malých struktur bylo potřeba vyvinout zcela nové přístroje a postupy manipulace se vzorky. Na atomární úrovni totiž nemůžeme používat klasickou pinzetu nebo skalpel, kterými bychom si vzorek připravili nebo ho nějakým způsobem upravili. Abychom mohli plnohodnotně zkoumat látky v takto malém měřítku, tak bylo potřeba vyvinout zcela nové nástroje, díky kterým bychom mohli látky analyzovat. Lidské oči jsme nahradili elektronovými, transmisními nebo dokonce iontovými mikroskopy. Jak ale nahradit nástroje, které jsme pro práci používali dosud?

Právě mezi takové nástroje, které můžeme při práci na atomární úrovni používat, jsou iontové zdroje. Iontové zdroje mají široké využití. Můžeme díky nim řezat do vzorku, a tím si připravovat vzorky na další analýzu nebo můžeme iontovým svazkem vyrážet elektrony ze vzorku, díky kterým zobrazíme povrch vzorku. Dalším častým využitím iontových zdrojů je jejich využití při čištění zkoumaných vzorků. Protože vzorky musí být zbaveny na povrchu všech nečistot, je nutné mít zařízení, které vzorky může očistit i v prostředí s velmi nízkým tlakem. Nízký tlak je pro měření výhodný z toho důvodu, že při malé koncentraci částic v prostoru trvá déle, než se na vzorek nanese vrstva nečistot, jako například voda nebo různé prachové částice. Protože naším cílem je studovat vzorek a ne nečistoty na jeho povrchu, je nutné vzorek očistit. Takovému čištění se říká odprašování. Pro odprašování je potřeba vytvořit iontový svazek s vysokou proudovou hustotou náboje a malým energiovým rozptylem.

Tato bakalářská práce má za cíl seznámit čtenáře s principy fungování iontových zdrojů se sedlovým polem a vylepšit stávající iontový zdroj navržený k odprašování. Přínosem této práce je vylepšení iontového zdroje o deflektor, díky kterému budeme moci odprašovat různá místa na vzorku podle naší volby.

2. Interakce vyskytující se v iontových zdrojích

V této kapitole se zaměříme na procesy, které se dějí uvnitř iontového zdroje. Objasníme, jakým způsobem mohou ionty vznikat a za jakých podmínek. Nejdříve se zaměříme na různé typy ionizací atomů s důrazem na ionizaci srážkou, která je podstatná pro iontový zdroj, kterým se zabývám v části 2.1. V další části objasníme, jakým způsobem jsou emitovány elektrony v iontových zdrojích, které jsou pak používány jako částice pro interakci s atomy, které chceme ionizovat, viz 2.2. Dále se zmíníme o efektu rekombinace, která je v mém případě nežádoucím efektem 2.3. Ve čtvrté části 2.4 se zmíním o excitacích iontů a jejich dopadech na procesy uvnitř iontového zdroje. Na závěr se v části 2.5 zaměříme na vliv prostorového náboje nebo-li *"Space Charge"* na soubor nabitých částic vyskytujících se v iontovém zdroji.

2.1. Ionizace

Ionizace je jeden z nejdůležitějších fyzikálních procesů týkající se, jak název napovídá, iontových zdrojů. Ionizace je tedy proces, kdy se z elektricky neutrálních atomů či molekul vytvoří iont. Podle výsledného náboje atomu či molekuly rozlišujeme vzniklé ionty na kationty (+) respektive anionty (−). Kationtem nazýváme atom nebo molekulu, která má výsledný kladný náboj, aniontem pak částici s nábojem záporným.

Kationt vzniká odtržením alespoň jednoho elektronu z elektronového obalu neutrálního atomu. Schopnost neutrálních atomů vzdát se elektronu popisuje ionizační energie E_{ion} , která je charakteristická pro každý atom. Pro vznik kationtu tedy musíme částici dodat určitou minimální energii E_{ion} , abychom odtrhli jeden elektron z elektronového obalu. Tato energie je tedy závislá jak na daném prvku periodické tabulky, tak na tom, jaký elektron chceme z elektronového obalu odtrhnout. Proto často hovoříme o *první ionizační energii*, tedy energii potřebné k vyrazení jednoho elektronu z elektricky neutrálního atomu.

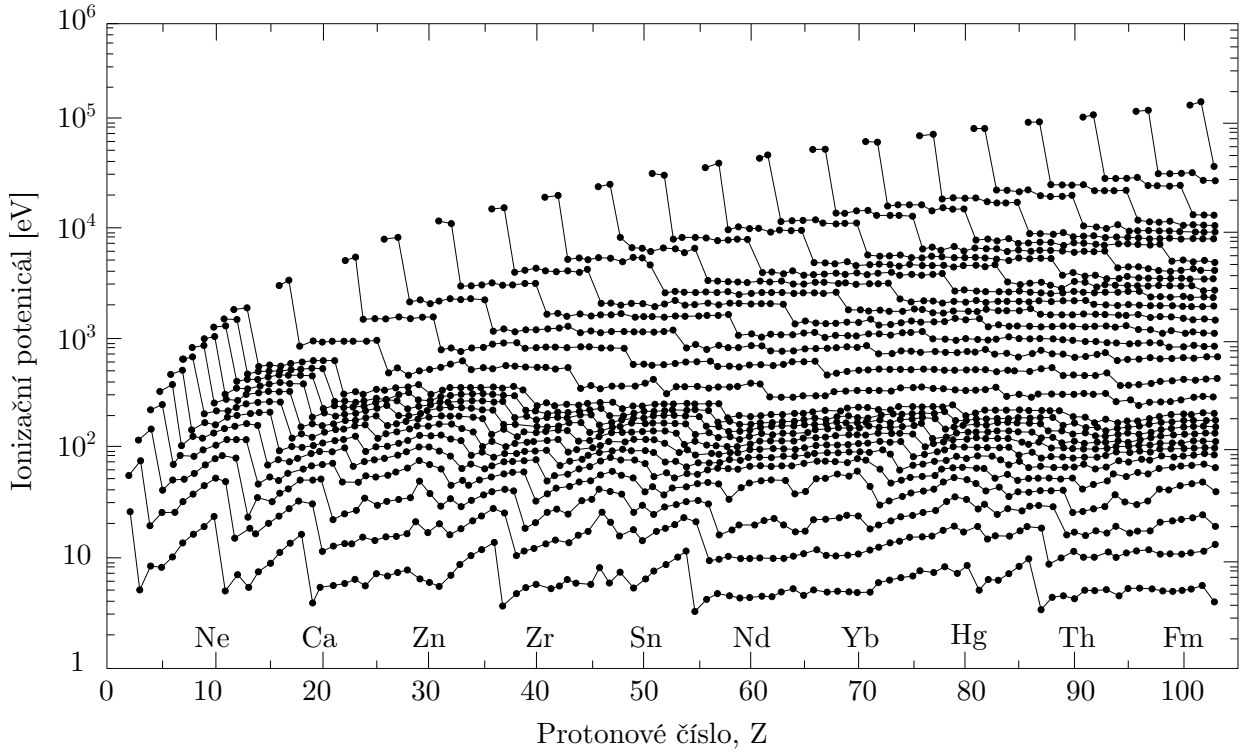
Aniont vzniká přesně naopak. Do elektronového obalu atomu dodáme jeden nebo více elektronů, které způsobí, že výsledný náboj částice bude záporný.

Ionizační energie mají nejnížší atomy z prvního sloupce periodické tabulky prvků. To je způsobeno tím, že mají pouze jeden valenční elektron, na který působí slabá přitažlivá síla z důvodu odstínění kladného jádra zápornými elektrony v nižších orbitalech. Z toho tedy vyplývá, že prvky z 1. skupiny, potažmo prvky na levé straně periodické tabulky prvků, budou náchylné ke ztrátě svých valenčních elektronů a budou ochotné tvořit kationty.

Naopak prvky z pravé částí periodické tabulky se snaží zaplnit svůj p orbital a rády tedy tvoří záporné ionty - anionty.

Prvky 8. skupiny tzv. vzácné plyny mají zcela zaplněný valenční orbital a netvoří tak přirozeně kationty nebo anionty. Proto se jim říká také *inertní plyny* a první ionizační energie těchto vzácných plynů jsou nejvyšší v rámci periody, ve které se nachází. Tato skutečnost je vidět na obrázku 2.1, kde můžeme pozorovat patrný pokles ionizační energie mezi atomem vzácného plynu a atomu z první skupiny periodické tabulky. Tato vlastnost vzácných plynů je nejlépe pozorovatelná pro první ionizační potenciál, tedy pro nejspodnější křivku, která tuto energii popisuje.

2.1. IONIZACE



Obrázek 2.1: Závislost prvních i vyšších ionizačních energií pro prvky periodické soustavy[4].

Způsob, jakým jsou ionty tvořeny, se pak často objevuje v názvu těchto iontových zdrojů, například *field emission ion source*, *laser ion source*, *vacuum arc ion source* nebo *electron impact ion source* [3], kde s posledně zmíněným typem iontového zdroje se v rámci mé bakalářské práce zabývám.

2.1.1. Ionizace srážkou s elektronem

Ionizace neutrálního atomu neelastickou srážkou je jedna ze základních technik, jak vytvořit iont. V tomto případě jsou elektrony urychleny vnějším elektrickým polem na energii, která je rovna alespoň první ionizační energii prvku atomu, který chceme ionizovat. Ionizační energii můžeme přepsat pomocí náboje elektronu na ionizační potenciál, který je dán vztahem

$$E_e > e\Phi_i, \quad (2.1)$$

kde E_e je energie elektronu, e je velikost náboje elektronu a Φ_i je první ionizační potenciál.

Pravděpodobnost ionizace se nejprve s energií elektronu zvyšuje a nabývá maxima pro zhruba trojnásobek až čtyřnásobek hodnoty $e\Phi_i$ [2].

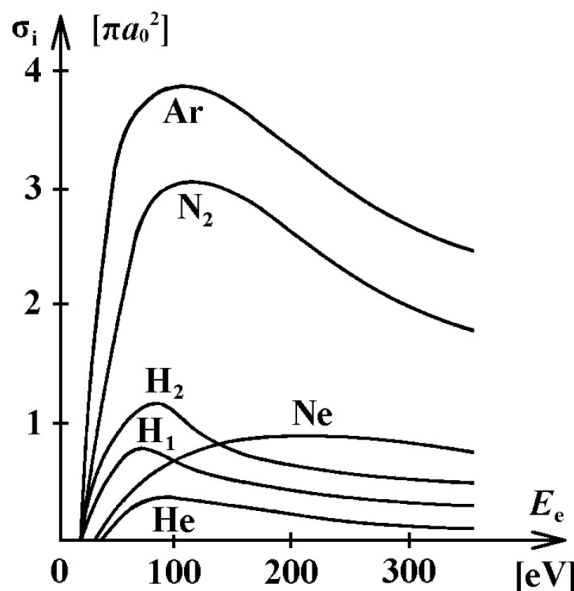
Proud iontů i_i , které tímto typem ionizace vzniknou lze pro jednodruhový plyn popsat rovnicí

$$i_i = ci_en\sigma_iL, \quad (2.2)$$

2. INTERAKCE VYSKYTUJÍCÍ SE V IONTOVÝCH ZDROJÍCH

kde c je koeficient charakterizující geometrii iontového zdroje, i_e je proud elektronů, n je koncentrace plynu atomů nebo molekul, které chceme ionizovat, σ_i je ionizační účinný průřez, který je obecně funkcí energie elektronů a elektronovou konfigurací atomů, kterou chceme ionizovat. A L je dráha, podél které elektrony ionizují.

Charakterizací proudu elektronů i_e se budeme zabývat v části 2.2. Závislosti ionizačních průřezů σ_i pro různé energie dopadajících elektronů a pro vybrané plyny můžeme vidět na obrázku 2.2.



Obrázek 2.2: Závislost ionizačního průřezu σ_i v závislosti na energii elektronů, kde a_0 je Bohrov poloměr $a_0 = 5,29 \cdot 10^{-11}$ m [1].

2.1.2. Ionizace srážkou s jinou částicí

Protože se v iontovém zdroji nevyskytují jen elektrony a neutrální atomy, může se stát, že se neutrální atom střetne i s jinou částicí, než s elektronem. Pokud plyn, který chceme ionizovat, se skládá pouze z jednoho prvku, tak se nabízí zabývat minimálně další interakcí, ke které ve zdroji dochází. Tato interakce spočívá ve srážce neutrálního atomu s už ionizovanou částicí.

Nejjednodušší způsob takové interakce je srážka iontu s vysokou energií s neutrálním atomem, který má malou energii. Pokud se jedná o srážku dvou částic (například stejného prvku) jedná se o tzv. rezonanční výměnu náboje. Jedná se sice o způsob, jak dosáhnout ionizace jiné částice, ale často se jedná spíše o negativní efekt [2].

Další nevýhodou je, že na dosažení relativně vysoké energie potřebné k ionizaci, je potřeba iont s vysokou energií, který je pro srovnání s řádově lehčím elektronem obtížnější získat.

$$E_K \geq E_{\text{ion}} \frac{m_i + m_n}{m_i}, \quad (2.3)$$

kde E_K je energie dopadající částice, E_{ion} je energie potřebná pro ionizaci částice, m_i je hmotnost ionizující částice a m_n je hmotnost neutrální částice, kterou chceme ionizovat [1].

2.2. EXTRAKCE ELEKTRONŮ POMOCÍ TERMOEMISE

Výše zmíněná rovnice popisuje ionizaci neutrálního atomu pomocí jiného atomu. Můžeme si všimnout, že pro stejně hmotné částice, je potřeba mít dopadající iont s energií minimálně dvakrát větší, než energie potřebná k ionizaci.

2.1.3. Ionizace srážkou s fotonem

Dalším typem ionizace je tzv. fotoionizace. Plyn částic může být ionizovaný dopadem fotonů o vysoké energii. Energie fotonů musí opět splňovat stejnou podmínku jak je uvedena v rovnici (2.1). energii dopadajícího fotonu můžeme napsat jako hf , kde f je frekvence dopadajícího fotonu a h Planckova konstanta¹. Pak tedy výše zmíněná podmínka má následující tvar [3]

$$hf \geq E_{\text{ion}}. \quad (2.4)$$

Rovnici (2.4) přepíšeme pomocí vztahu mezi frekvencí a vlnovou délkou záření λ .

$$\frac{hc}{\lambda} \geq E_{\text{ion}}. \quad (2.5)$$

Uvažujeme ionizační energii řádově 10 eV, což odpovídá prvním ionizačním energiím prvků, které můžeme odečíst například z obrázku 2.1, tak zjistíme, že potřebné záření, kterým bychom ionizovali částice, se nachází na hranici ultrafialového spektra a měkkého RTG záření².

2.1.4. Ionizace elektrickým polem

Posledním uváděným způsobem ionizace, o kterém se v této práci zmíníme, je ionizace elektrickým polem. Pro ionizaci tohoto typu se využívá velmi ostrý hrot, u jehož špičky se nachází velmi intenzivní elektrické pole. Toto pole je tak silné, že s ním můžeme extrahovat elektrony nebo ionty jak z pevné či kapalně látky. Tohoto typu ionizace se využívá například v kapalných kovových iontových zdrojích, které tvoří svazky z prvků Ga, In, Bi, Al nebo Sn. Velkou výhodou je, že ionty vznikají ve velmi malém prostoru, tím se dá dosáhnout vysoké fokusace a malé stopy svazku. Iontový proud takového svazku pak může dosahovat i desítek mA [2].

2.2. Extrakce elektronů pomocí termoemise

V tomto odstavci se zaměřím na způsob získání elektronů, které v iontových srážkových zdrojích využíváme k ionizaci neutrálních atomů nebo pro vytvoření elektronového svazku například v elektronových mikroskopech. Jak již napovídala část 2.1.1, pro určení proudu iontů, které vzniknou ionizací srážkou s elektronem, popsané rovnicí (2.1), je zapotřebí znát proud elektronů i_e .

Jedním z nejjednodušších způsobů, jak vytvořit elektrony, je pomocí termoemise. Princip spočívá v tom, že rozzháváme vlákno například z wolframu a tím dodáme elektronu

¹Max Planck (1858 - 1947) byl německý fyzik, jeden ze zakladatelů kvantové teorie, za objev energetických kvant mu byla udělena Nobelova cena v roce 1918. Je po něm pojmenovaná nejdůležitější konstanta kvantové mechaniky - Planckova konstanta $h = 6,63 \cdot 10^{-34}$ Js

²Pro $E_{\text{ion}} = 10$ eV je vlnová délka $\lambda = 124$ nm, což odpovídá UV oblasti. Pro vyšší ionizační energie je potřeba k ionizaci měkké RTG záření.

2. INTERAKCE VYSKYTUJÍCÍ SE V IONTOVÝCH ZDROJÍCH

energií ve formě tepla. Pokud je takto dodaná energie vyšší než výstupní práce daného kovu, tak dojde k uvolnění elektronu z povrchu kovu a vznikne nám tak volný elektron o termální energie $E = k_B T$, kde k_B je Boltzmannova konstanta a T je termodynamická teplota.

2.2.1. Termoemise

Termoemisi ovlivňuje teplota T a výstupní práce W . Čím víc bude vlákno žhaveno, tím více elektronů se z něj uvolňuje. Limitem je tedy teplota, při které vlákno už dále nedokáže snášet tak vysoké teploty a roztaví se. Druhým parametrem je výstupní práce materiálu W , která charakterizuje daný kov a práci, kterou je potřeba elektronu dodat, aby se uvolnil z materiálu. Z toho vyplývá, že se musíme zaměřit na takové materiály, které snesou vysoké teploty a zároveň mají co nejmenší výstupní práci. Přehled materiálů a jejich výstupní práce je uveden v následující tabulce.

Tabulka 2.1: Přehled výstupní práce W pro vybrané materiály [6].

Materiál	W [eV]
W	4,5
Ta	4,1
W+Th	2,6
W+Ba	1,6
ThO na W	1-1,5

Při popisu elektronů, opouštějících materiál, používáme tzv. Richardsonův zákon

$$j_e = A_0 \lambda_R T^2 \exp\left(-\frac{W}{k_B T}\right), \quad (2.6)$$

$$A_0 = \frac{4\pi m_e k_B^2 e}{h^3} = 1,2017 \cdot 10^6 \text{ Am}^{-2} \text{ K}^{-2}, \quad (2.7)$$

kde A_0 je Richardsonova konstanta a λ_R je konstanta zohledňující materiál, ze kterého je vlákno vyrobeno [7]. V Richardsonově konstantě se pak vyskytuje hmotnost elektronu m_e , Boltzmannova konstanta k_B , náboj elektronu e a Planckova konstanta h .

Tato rovnice popisuje závislost elektronové hustoty j_e na teplotě vlákna T a výstupní práci kovu W .

2.2.2. Termomise s přítomností elektrického pole

Ve vnitřní části iontového zdroje je často při termoemisi přítomné externí elektrické pole. To je vytvořeno jak samotným vláknem, které je připojeno k napěťovému zdroji, tak i polem vytvořeným okolními elektrodami iontového zdroje. Je proto na místě uvést korekci Richardsonovi rovnice (2.6) pro emisi elektronů za přítomnosti elektrického pole E .

Tímto případem se zabýval Walter Schottky, po kterém je tento efekt pojmenován. Schottkyho efekt nebo Schottkyho emise je do jisté míry jen modifikací expoenciálního členu Richardsonovy rovnice. Efekt spočívá v tom, že se v exponenciále k výstupní práci kovu W přidá ještě jeden člen ΔW , který závisí na elektrickém poli E , které se nachází v přítomnosti vlákna [8].

2.3. REKOMBINACE

Takto upravený vztah je popisován následující rovnicí

$$j_e = A_0 \lambda_R T^2 \exp\left(-\frac{W - \Delta W}{k_B T}\right), \quad (2.8)$$

kde faktor ΔW lze vyjádřit jako

$$\Delta W = \sqrt{\frac{eE}{4\pi\epsilon_0}}, \quad (2.9)$$

kde e je velikost náboje elektronu, E je velikost elektrického pole v okolí vlákna a ϵ_0 je permitivita vakua.

Z rovnice (2.8) je pak patrné, že při nulové elektrické intenzitě vztah přejde v Richardsonovu rovnici (2.6). Se zvětšujícím se polem E pak bude výsledný proud elektronů j_e narůstat. Schottkyho efekt je vhodné používat pro elektrická pole menší než 10^8 Vm^{-1} . Tuto podmínku námi zkoumaný iontový zdroj se sedlovým polem splňuje.

Obecně by šlo shrnout, že pro vysoké teploty a slabé elektrické pole je proud emitovaných elektronů popisován pomocí Richardsonovy rovnice (2.6). Pro stejné teploty a za přítomnosti nízkých a středních hodnot elektrického pole je emise popisována Schottkyho efektem (2.8). Pro nízké teploty a vysoká elektrická pole je emise popisována pomocí Fowler-Nordheimovy rovnice. V tomto případě se dá hovořit o studené emisi. Pro vysoké teploty a velká elektrická pole, kdy je emise silně závislá na obou parametrech se, používá název *temperature-and-field-emission*, který se často zkracuje do sousloví *T-F emission*. Více informací o těchto typech elektronové emise je možné dohledat v [9] a [8].

2.3. Rekombinace

Opakem ionizace je tzv. rekombinace. Pokud chceme, aby se z kationtu (jedenkrát ionizovaného atomu) stal opět elektroneutrální atom, tak mu musíme dodat jeden elektron. Pro vícenásobně ionizované atomy, musíme dodat takový počet elektronů, které jsme ionizací odebrali. Tento proces lze popsat následující rovnicí

$$A^+ + e^- \rightarrow A + \hbar\omega, \quad (2.10)$$

kde jako produkt vznikne elektroneutrální částice A a foton.

Pro atom, kterému byl ionizací dodán elektron, je pro dosažení elektroneutrálního atomu nutné elektron odebrat. Toho se docílí srážkou aniontu s elektronem, který vyrazí přebytečný elektron a výsledkem je elektroneutrální částice A a dva elektrony, kdy jeden jsme použili k vyrazení přebytečného elektronu a druhý je elektron vyražený. Tuto reakci popisuje následující rovnice

$$A^- + e^- \rightarrow A + 2e^-. \quad (2.11)$$

Rekombinace je při konstruování iontových zdrojů jevem nežádoucím. Naším cílem je vytvořit co největší množství iontů a rekombinace, jak bylo zmíněno výše, z iontů vytvoří zpět neutrály. Dalším negativním efektem při rekombinaci může být vznik fotonu při reakci (2.10), kdy foton může při dostatečné energii způsobit emisi elektronů například ze stěn aparatury a tak zkreslovat měřené proudy.

2.4. Excitace

Elektrony, které se nachází v elektronovém obalu atomu, jsou rozmístěny na určitých energiových hladinách. To je přímý důsledek kvantové mechaniky, tedy že elektrony se mohou nacházet jen na určitých energiových hladinách. Pokud tedy elektron přijme energii, která je menší, než potřebná energie k opuštění elektronového obalu (ionizační energie E_{ion} , tak se elektron může posunout na vyšší energiovou hladinu A^*

$$A + E_{\text{exc}} \rightarrow A^*. \quad (2.12)$$

Často se ale stává, že je elektron vybuzen do vyššího stavu, ale následně "spadne" zpět do stavu základního stavu A ,

$$A^* \rightarrow A + \frac{hc}{\lambda}. \quad (2.13)$$

Proběhne tedy excitace a následná deexcitace. Při tomto procesu pak dojde k vyzáření fotonu o přesně dané vlnové délce λ , která odpovídá energiovému rozdílu hladin.

Elektron ale může být vybuzen opakovaně a při následné deexcitaci pak může vyzařovat postupně. Možné přechody se zaznamenávají do tzv. Grotriana diagramu, kde jsou vyznačeny hladiny odpovídající stavům a možné přechody, které splňují přechodové podmínky.

2.5. Prostorový náboj

Poslední interakce, o které se zmíním, je problematika prostorového náboje neboli anglicky "*Space Charge*". Jedná se o interakci nabitých částic mezi sebou. Když se snažíme vytvořit proud nabitých částic, ať už svazek záporně nabitých elektronů nebo svazek kladně nabitých iontů, tak se může v některých případech stát, že musíme počítat s odpuzivými elektrostatickými silami. Z toho vyplývá, že svazek bude mít snahu se sám rozostřovat.

Tímto vlivem se zabýval Clement D. Child a Irvin Langmuir a rovnice popisující chování svazku nabitých částic je popsána Child-Langmuirovým zákonem. Pro elektron je Child-Langmuirův zákon [10],

$$j_e = \frac{4\varepsilon_0}{9} \sqrt{\frac{2e}{m_e}} \frac{V^{3/2}}{d^2}, \quad (2.14)$$

kde d je vzdálenost elektrod, ε_0 je permitivita vakua, m_e hmotnost elektronu a e náboj elektronu.

Můžeme si všimnout, že proudová hustota j_e je úměrná rozdílu napětí V na elektrodách, mezi kterými se pohybují částice.

Nutnost užití prostorového náboje při výpočtech určuje veličina perveance P . Je definovaná jako úměrnost mezi proudem I a napětím mezi elektrodami $U^{3/2}$.

$$P = \frac{I}{U^{3/2}}. \quad (2.15)$$

V našem případě proud iontů ve svazku dosahuje maximálně $I = 2 \mu\text{A}$ a urychlovací napětí mezi anodou a katodou je nejvýše $U_A = 2000 \text{ V}$. Z toho vyplývá, že perveance je rovna řádově $P = 10^{-11}$. Vliv prostorového náboje se dá ve výpočtech zanedbat při perveanci menší než 10^{-8} . Tuto podmínku námi zkoumaný iontový zdroj splňuje.

3. Typy iontových zdrojů

V této kapitole se zmíníme o různých typech iontových zdrojů, které jsou často využívány. Dále se zaměříme na příčinu tvorby iontů.

Iontové zdroje dělíme na mnoho druhů. Podstatné pro naši práci jsou elektronově srážkové iontové zdroje, které popíšeme v části 3.1, a zdroje se sedlovým polem, které rozebereme v části 3.2.

V elektronově srážkovém iontovém zdroji probíhá ionizace tak, jak název napovídá, srážkou elektronu s neutrálním atomem. Při tomto procesu musí být splněny podmínky, které jsou popsány v části 2.1.1.

V další části 3.2 se budu zabývat iontovými zdroji, kde elektrony konají oscilující pohyb, který prodlužuje dráhu elektronů a tím přispívá k větší míře ionizace. Takovým typem iontového zdroje je například iontový zdroj se sedlovým polem. V této části se zmíníme o prvních iontových zdrojích, které byly uvedeny A. H. McIlraith [11] a J. Franks [12] v 70. letech 20. století.

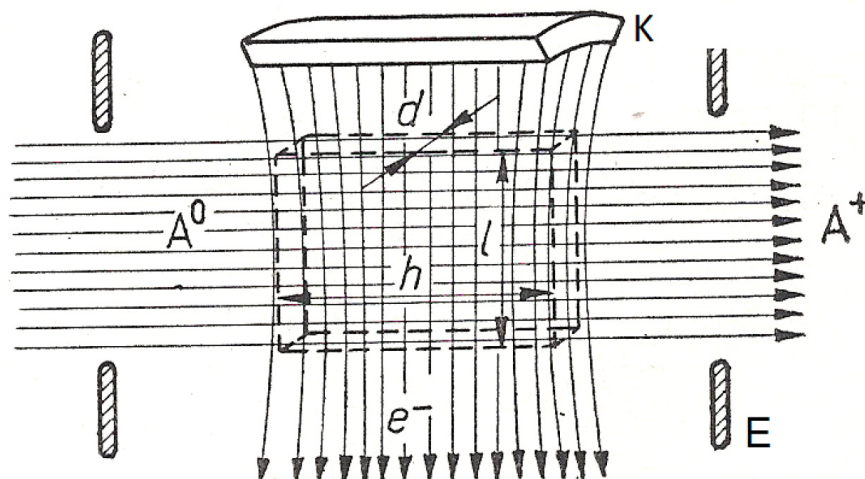
V poslední části 3.3 této kapitoly představíme námi vyvíjený elektronově srážkový iontový zdroj se žhavenou katodou a sedlovým polem, na kterém byly prováděny všechna měření a optimalizace, které budou představeny na dalších stranách této práce. Tento zdroj vychází z předesešlých dvou zmíněných typů a bude mu věnována větší pozornost.

3.1. Elektron - srážkový iontový zdroj

Kapitola je zaměřena na jeden z nejužívanějších iontových zdrojů, a to elektron - srážkový iontový zdroj a pak jeho speciální alternativu iontový zdroj se sedlovým polem. Iontový elektronově srážkový zdroj má velkou výhodu v celkem jednoduché konstrukci. Konstrukce prvních srážkových iontových zdrojů započala již na začátku 20. století a mezi prvními fyziky zabývajícími se elektronově srážkovými iontovými zdroji byl Dempster v roce 1916 [3], [13].

Výhodou těchto zdrojů je jednoduchá konstrukce, a tím i nízké cenové náklady na výrobu. Energetický rozptyl iontového svazku z tohoto typu zdroje bývá malý. Mezi nevýhody lze uvést relativně malý maximální proud a problémy s oxidací vlákna, které se často používá jako zdroj elektronů pomocí termoemise popsány v části 2.2.

Nejjednodušší konstrukce spočívá v tom, že z elektrody emitující elektrony termoemisí (často v této souvislosti nazývané katoda) je extrahován proud elektronů pomocí kladně nabitých elektrod, ke kterým jsou elektrony přitahovány. Tímto je nastavena trajektorie elektronů, které prolétnou jistou oblastí, ve které se nachází plyn popřípadě jiné částice, které chceme ionizovat. V oblasti může dojít ke srážce elektronu s atomem a následné ionizaci. Takto vzniklé ionty jsou pak přitahovány záporně nabitou elektrodou, tzv. "extrakční elektrodou", která vytahuje ionty z ionizační oblasti a směřuje je požadovaným směrem, například k vzorku [3]. Takto konstruovaný zdroj je zobrazen například v knížce [1] a můžeme ho vidět na obrázku 3.1.



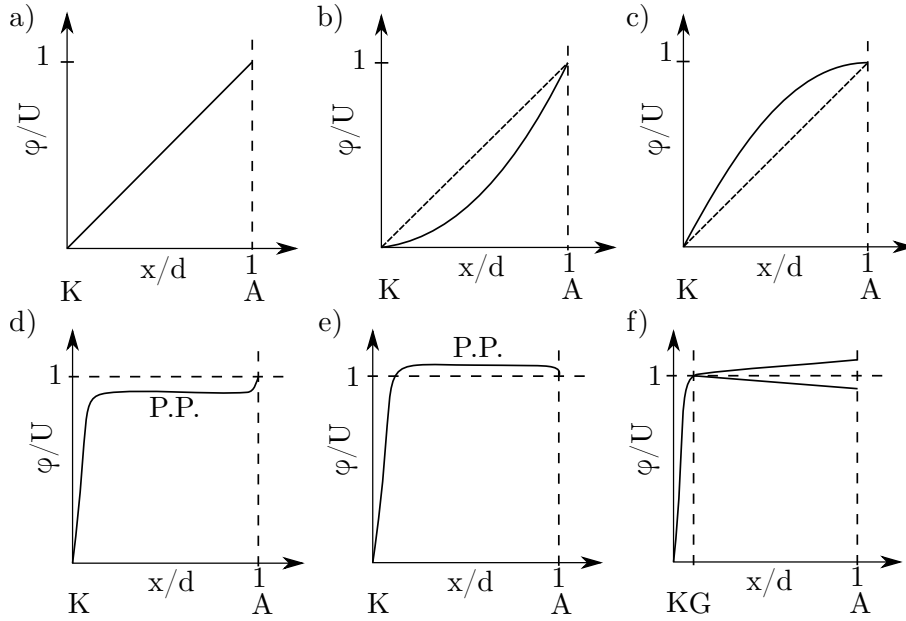
Obrázek 3.1: Nákres elektron - srážkového iontového zdroje, kde K je katoda emitující elektrony, které směřují k anodě, E je extrakční elektroda, ke které směřují kladné ionty, kvádr $h \times l \times d$ je oblast ionizace, A^0 jsou neutrální částice a A^+ jsou jedenkrát ionizovaná částice [1].

Když se zaměříme na závislost elektrického potenciálu mezi katodou a anodou, tak zjistíme, že silně záleží na módu, ve kterém pracujeme. Dva rozhodující faktory jsou proudová hustota emitovaných elektronů j_e a tlak plynu v komoře p .

Při nízkém tlaku roste elektrický potenciál mezi katodou (C) a anodou (A) lineárně, jak můžeme vidět na obrázku 3.2 a proudová hustota se řídí podle Richardsonovy rovnice (2.6), o které jsme se bavili v části 2.2.1. Při vyšších proudech se začne projevovat vliv prostorového náboje, který jsme popsali v části 2.5 a závislost potenciálu na poloze se bude chovat podle předpokladů pro platnost Child-Langmuirova zákona popsaného rovnicí (2.14), kde typické prohnutí křivky je možné vidět opět na obrázku 3.2.

Při vyšších tlacích začne převládat *discharge* mód, neboli výbojový mód. Tehdy se začnou na ionizaci podílet i sekundární elektrony, které vedou k vytvoření plazmatu, což je mnohdy žádaný jev, který se využívá u speciálních typů iontových zdrojů využívající k získání iontů plazma. Pro úplnost je na obrázku 3.2 vykreslena i závislost elektrického potenciálu pro plazma, kde se dále pro zlepšení energiového rozptylu využívá mřížka (*grid* - G), která se umísťuje v blízkosti katody. Námi optimalizovaný iontový zdroj ale není k tomuto módu navržen, a proto se touto rozsáhlou kapitolou o aplikacích plazmatu v této práci nebudeme zabývat. Podrobněji je tato problematika rozebrána například v literatuře [3].

3.2. IONTOVÝ ZDROJ SE SEDLOVÝM POLEM



Obrázek 3.2: Závislost elektrického potenciálu φ na normalizované vzdálenosti anody A od katody K x/d . Grafy popisují závislost za podmínky a) nízkého tlaku bez vlivu okolních částic, b) za přítomnosti proudu elektronů a c) za přítomnosti proudu elektronů a iontů. Na grafech d), e) a f) jsou vykresleny závislosti pro chování potenciálu za přítomnosti plazmatu [3].

3.2. Iontový zdroj se sedlovým polem

K ionizaci plynu dochází v případě, že se v ionizační oblasti bude nacházet co nejvíce elektronů s energií schopnou ionizovat. Proto se nabízí otázka, jak elektronům prodloužit jejich dráhu, se kterou souvisí vyšší pravděpodobnost srážky elektronu s neutrální částicí a následná ionizace.

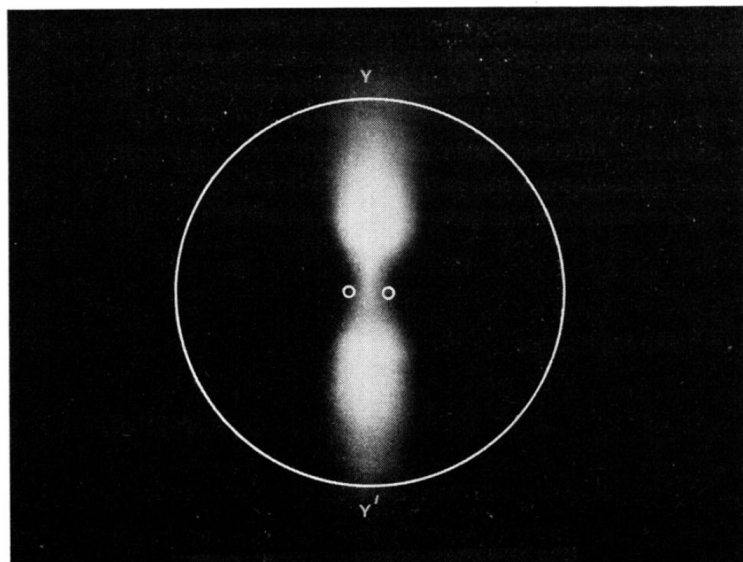
Jedním řešením, jak prodloužit trajektorii elektronů, je vytvoření magnetického pole, které při vhodném nastavení zapříčiní pohyb elektronu po kružnici nebo spirále díky Lorentzově síle. Magnetické pole se často využívá právě u výše zmíněných iontových zdrojů, které pracují na bázi plazmatu. V takovýchto zdrojích je pak možné pracovat při nižších tlacích, což zaručuje větší čistotu, která je často důležitá pro experimenty ve vakuu.

Jiným řešením může být použití takové geometrie iontového zdroje, která vytvoří nehomogenní elektrické pole, které zakříví dráhu elektronů takovým způsobem, že začnou konat oscilační pohyb kolem sedlového bodu. Výhodou tohoto řešení, je absence magnetického pole, které má často negativní účinky na okolní přístroje ve vakuové aparatuře, jako například elektronový mikroskop.

A. H. McIlraith publikoval článek *A Charged Particle Oscillator* [11], kde se inspiroval paralelou mezi gravitačním modelem pro hmotné částice a pohybem nabitých částic v elektrickém poli. Uvažoval dvě prohlubně vytvořené v gumovém plátně, mezi které vpusťtil ocelovou kuličku. Při sledování trajektorie kuličky si všiml, že kulička vykoná až 20

kmitů, než spadne do prohlubně. To ho inspirovalo k vytvoření analogické situace s elektrostatickým polem.

Experiment tvořil vodivý válec, ve kterém byli rovnoběžně s osou válce umístěny dva dráty s přivedeným kladným potenciálem. Elektrony pak oscilují mezi dráty teoreticky nekonečně dlouho, což víme, že v praxi není pravda vlivem srážek s okolními částicemi, vyzařováním energie nebo nedokonalou symetrií elektrod. Na obrázku 3.3 je vidět výskyt elektronů v McIlraithově experimentu, kde se na válec s dráty díváme v pohledu shora.

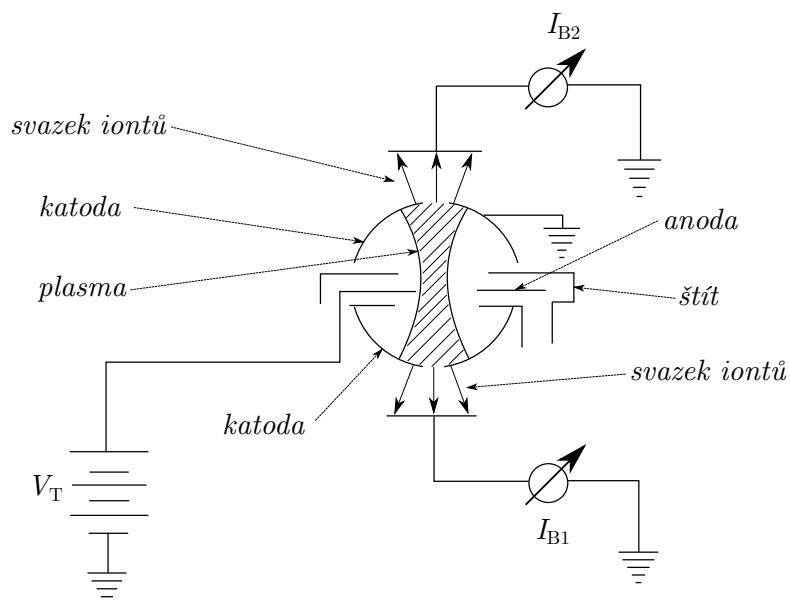


Obrázek 3.3: Oscilace elektronů mezi dvěma rovnoběžnými dráty umístěnými ve vodivém válci. Výskyt elektronů je symetrická podél roviny YY' [11].

McIlraith na závěr své práce zmiňuje aplikace takového uspořádání, které by šlo využít jako zdroj iontů, které by mohly být jednoduše extrahovány z komory vyvrtáním otvoru, ze kterého by vycházel svazek iontů použitelných například k odprašování [11].

Na McIlraithovu práci navazuje J. Franks svou prací *Properties and applications of saddle-field ion sources* [12], kde nejprve nahrazuje dva rovnoběžné dráty prstencem, který odstraní problém s konečnou délkou drátů. Dále uvažuje nad nahrazením válce dvěma polokoullemi, čímž opět obchází problém s konečnou délkou válce. Vzniklé ionty jsou pak přitahovány ke stěnám válce respektive koule, proto má výstupní svazek relativně dobré parametry už při výstupu ze zdroje. Na obrázku 3.4 je možné si všimnout toho, že výstupní apertury jsou dvě (nahore a dole). Vrchní svazek se používá k účelům, ke kterým je iontový zdroj vytvořen, zato druhý svazek slouží k analyzování vlastností svazku. Mimo to si můžeme všimnout, že katoda je uzemněna, což není u iontových zdrojů neobvyklé. V neposlední řadě je ze schémata možné vyčíst, že k vytvoření iontového zdroje se používá plazma.

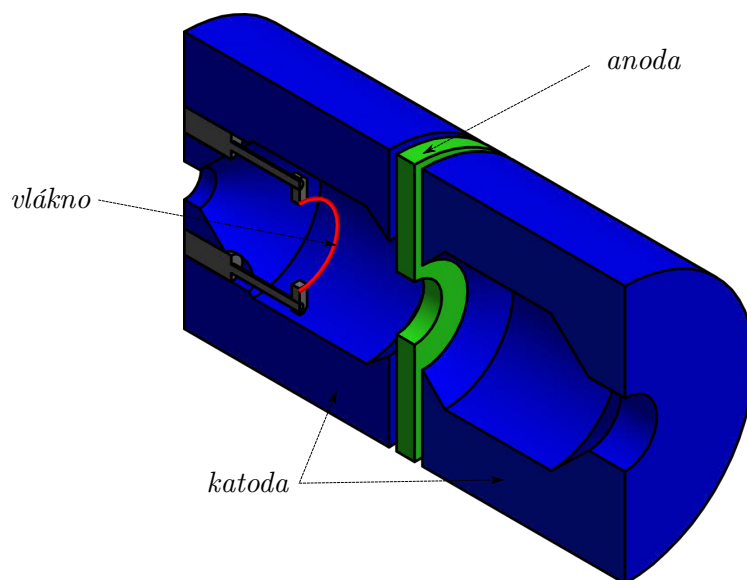
3.3. IONTOVÝ ZDROJ VYBRANÝ K OPTIMALIZACI



Obrázek 3.4: Schéma zapojení Franksova iontového zdroje se sedlovým polem. Katoda je uzemněna, v tomto případě je využíváno k získání iontů plazma a extrahujeme dva iontové svazky, jeden k aplikaci, druhý k analýze a kontrole vlastností svazku [12].

3.3. Iontový zdroj vybraný k optimalizaci

Iontový zdroj se sedlovým polem, který je optimalizován, z části vychází z iontových zdrojů zmíněných v odstavci 3.2. Návrhem tohoto zdroje se zabýval Ing. Petr Glajc v rámci své bakalářské [14] a diplomové práce [15].

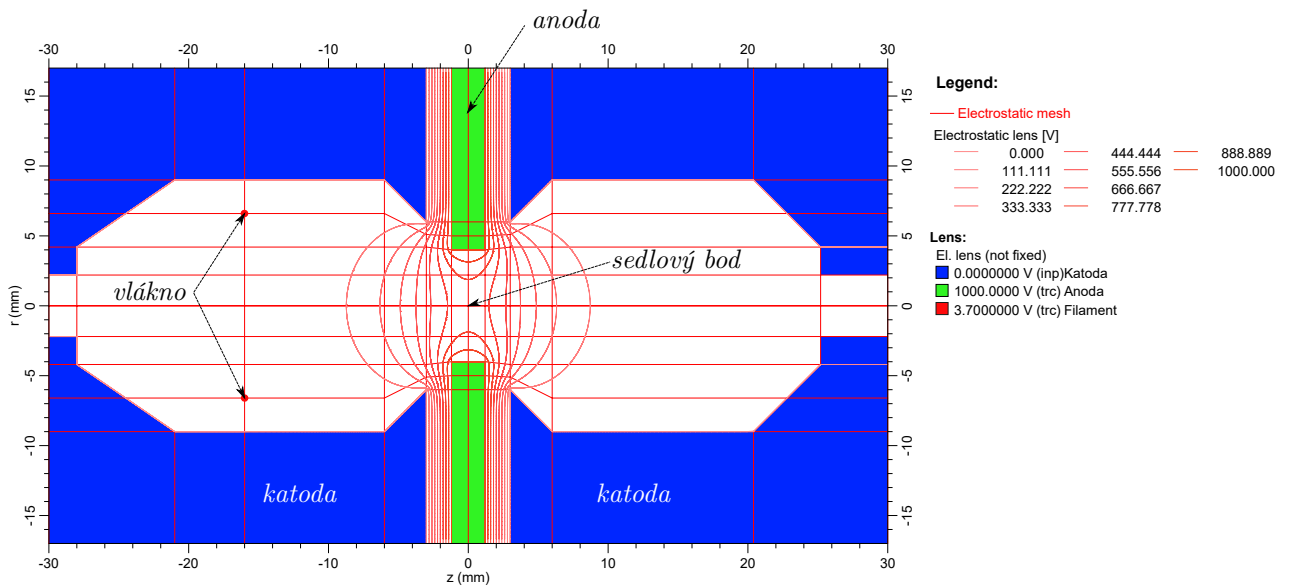


Obrázek 3.5: Prostorové schéma ionizační komory zdroje s původním uchycení vlákna. Modře jsou zvýrazněny uzemněné elektrody, zeleně je vybarvena anoda, červeně vlákno [14].

Iontový zdroj je válcově symetrický podél osy z . Této vlastnosti je využito při modelování v programu EOD, kde je zdroj vykreslený ve válcových souřadnicích. Anoda je stejně jako v případě zdroje J. Frankse tvořena prstencovou elektrodou, která se nachází mezi dvěma válcovými elektrodami (katody), které jsou na stranách zakřiveny do kužele. Toto zakřivení má podstatný důsledek na tvoření sedlového pole okolo anody. Prostorové schéma ionizační komory je na obrázku 3.5.

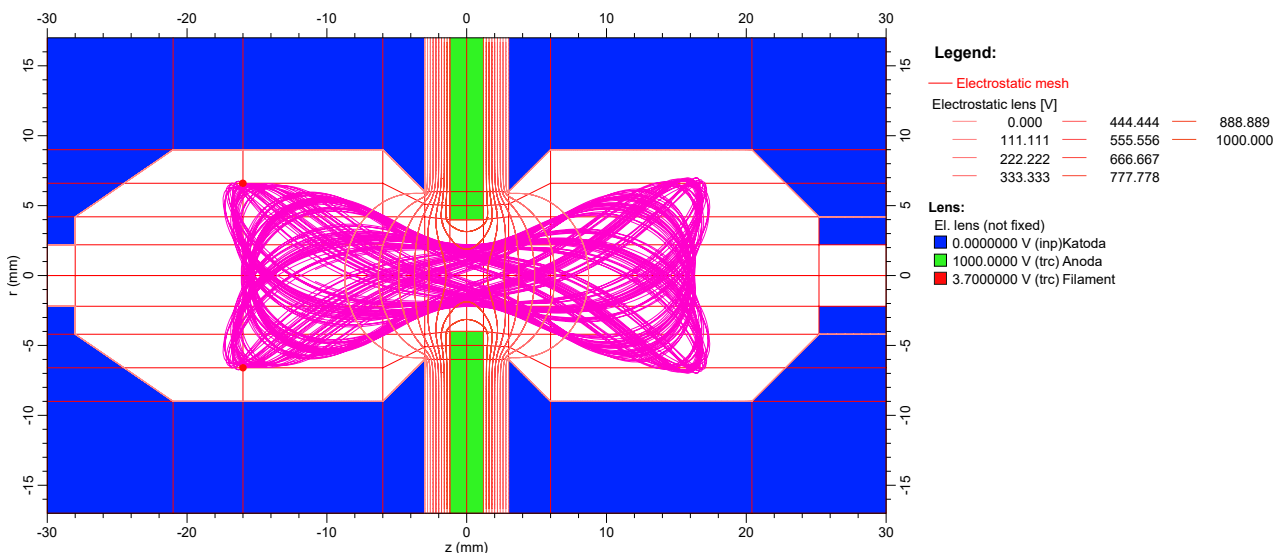
Tento iontový zdroj se sedlovým polem funguje na bázi ionizace plynu srážkou s urychleným elektronem 2.1.1, který vzniká termoemisí 2.2.1 ze žhaveného wolframového vlákna. Na obrázku 3.6 jsou v simulačním programu EOD vykresleny ekvipotenciální čáry. Ve středu anody (zelená barva) je patrný sedlový bod, kolem kterého oscilují případné elektrony.

Na obrázku 3.7 je namodelována trajektorie takovýchto elektronů, které konají oscilační pohyb okolo anody, na kterou je přivedený kladný potenciál. Elektrony vznikají uvnitř iontového zdroje v poloze $z = -16$ mm a $r = 6,6$ mm, kde jsou v podstatě okamžitě stočeny elektrickým polem v okolí vlákna.



Obrázek 3.6: Model ionizační komory zdroje, kde jsou červenou barvou vyznačeny ekvipotenciální čáry. Sedlový bod se nachází v bodě $[0; 0]$ uprostřed anody znázorněné zelenou barvou pro napětí na anodě $U_A = 1000$ V.

3.4. APLIKACE IONTOVÉHO ZDROJE



Obrázek 3.7: Oscilace elektronu s termální energií $E = 0,5$ eV v komoře iontového zdroje s uzemněnou katodou (modrá), kde sedlový bod oscilací se nachází uprostřed anody (zelená) při napětí na anodě $U_A = 1000$ V.

3.4. Aplikace iontového zdroje

V dnešní době jsou iontové zdroje využívány v nejrůznějších typech fyzikálních laboratořích. Iontové zdroje umožňují dopravovat ionty určitého druhu o námi zvolené energii na určité místo.

Takové zdroje se například využívají k depozici ultra tenkých vrstev, čehož se využívá například v polovodičovém průmyslu nebo při vyrábění zrcadel, kdy se na skleněnou desku nanese vrstva kovu, která dobře odráží světlo.

S tímto využitím je úzce spjato tzv. odprašování, které spočívá v dopadu materiálu, ze kterého jsou vyraženy atomy odprašovaného materiálu, které se pak mohou deponovat například na zmíněném skle při výrobě zrcadla.

Při práci ve vakuu je jedním z hlavních požadavků čistota v komoře popřípadě čistota vzorku. Vždy po určitém čase, který závisí na tlaku a dalších faktorech, se *napráší* vrstva nečistot na námi zkoumaný vzorek, například při snaze analyzovat vzorek pomocí elektronové mikroskopie. Před takovou analýzou je někdy potřeba vzorek očistit. Právě na takové čištění se dá použít iontový popřípadě atomární svazek. Vzorek je pak na jistou dobu čistý a dají se na něm provádět měření.

Iontové zdroje našli uplatnění i v oblasti rastrování povrchu materiálu. V roce 2007 se stal komerčně dostupný heliový iontový mikroskop, který využívá k rastrování vzorku právě heliové ionty. Díky tomu umožňuje vysoké rozlišení a jas, který překonává i SEM (*scanning electron microscope*).

Při analýze vzorků se dále využívá metoda SIMS (*secondary ion mass spectrometry*), tedy spektrometrie iontů, které jsou vyraženy dopadajícím svazkem iontů ze vzorku. Analýzou takto odprašených iontů lze zjistit například chemické složení materiálu s vysokou přesností.

V mikroskopii je velmi důležitá příprava vzorku. Například pro transmisní elektronovou mikroskopii, tedy mikroskop TEM, je potřeba připravit velice tenký vzorek. Na přípravu takového vzorku je potřeba nekonvenčních nástrojů, které dokáží nařezat vzorek na požadovanou tloušťku. Jednou z metod, jak obrábět vzorek, je využití metody FIB (*focused ion beam*). Díky vysoce fokusovanému svazku můžeme obrábět, odprašovat a dokonce i zobrazovat povrch vzorku, díky vyražení sekundárních elektronů. Dále se dá využívat na opravu a modifikaci, čehož se velmi využívá v polovodičovém průmyslu.

4. Optimalizace iontového sedlového zdroje

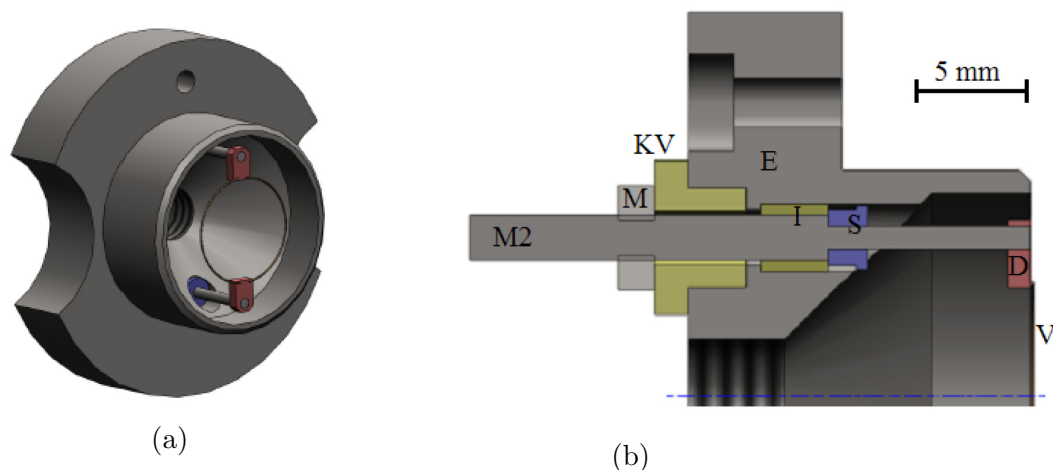
Jak již bylo zmíněno, bakalářská práce navazuje na práci Ing. Petra Glajce. Naši snahou bylo docílit optimalizace iontového sedlového zdroje, který byl vyvinut na Ústavu fyzikálního inženýrství.

První věc, na kterou jsme se zaměřili, bylo vlákno a jeho uchycení 4.1. Dále se nabízela otázka *kde* je ve zdroji ideální místo k umístění vlákna 4.2.

4.1. Uchycení vlákna

V námi popisovaném iontovém zdroji se sedlovým polem žhavíme wolframové vlákno, což je jeden z nejproblematictějších elementů. To je dáno několika důvody. Zaprvé vlákno je velmi křehké. Pro termoemisi se používají různé materiály, podle výstupní práce materiálu W a teploty T . Vlákno má tedy tendenci se se snadno zlomit. Dalším problémem je jeho expozice na vzduchu například při prvním připevnění nebo při úpravách celého zdroje. Vlákno totiž začne na vzduchu oxidovat, což se negativně projeví ve vakuové aparatuře při rozžhavení. Vlákno se dá také jednoduše spálit (tomu právě přispívá nežádoucí kyslík ve vakuové komoře), protože jím protéká relativně velký proud přes 2,5 A. Přes to všechno je ale stále jedním z nejdůležitějších prvků v aparatuře, protože bez funkčního vlákna nedochází k termoemisi elektronů a tím pádem i k ionizaci.

Způsob přichycení vlákna, které navrhl Ing. Glajc spočívá v přibodování (přivaření) wolframového vlákna na pomocné destičky, které jsou nalisovány na závitové tyče M2. Ty jsou pomocí keramických izolací připevněny k tělu iontového zdroje [14]. Na obrázku 4.1a a 4.1b můžete vidět původní variantu uchycení vlákna.



Obrázek 4.1: Původní způsob uchycení vlákna pomocí nalisované destičky a závitové tyče M2. Převzato z [14].

Cíl návrhu Ing. Glajce spočíval v tom, že vlákno se bude dát snadno vyměnit. Tento cíl sice splnil, celá vnější hlavice z obrázku 4.1a se dá od zbytku zdroje odmontovat, ale samotné přidělení vlákna na destičky se v praxi ukázalo jako nevhodné.

4. OPTIMALIZACE IONTOVÉHO SEDLOVÉHO ZDROJE

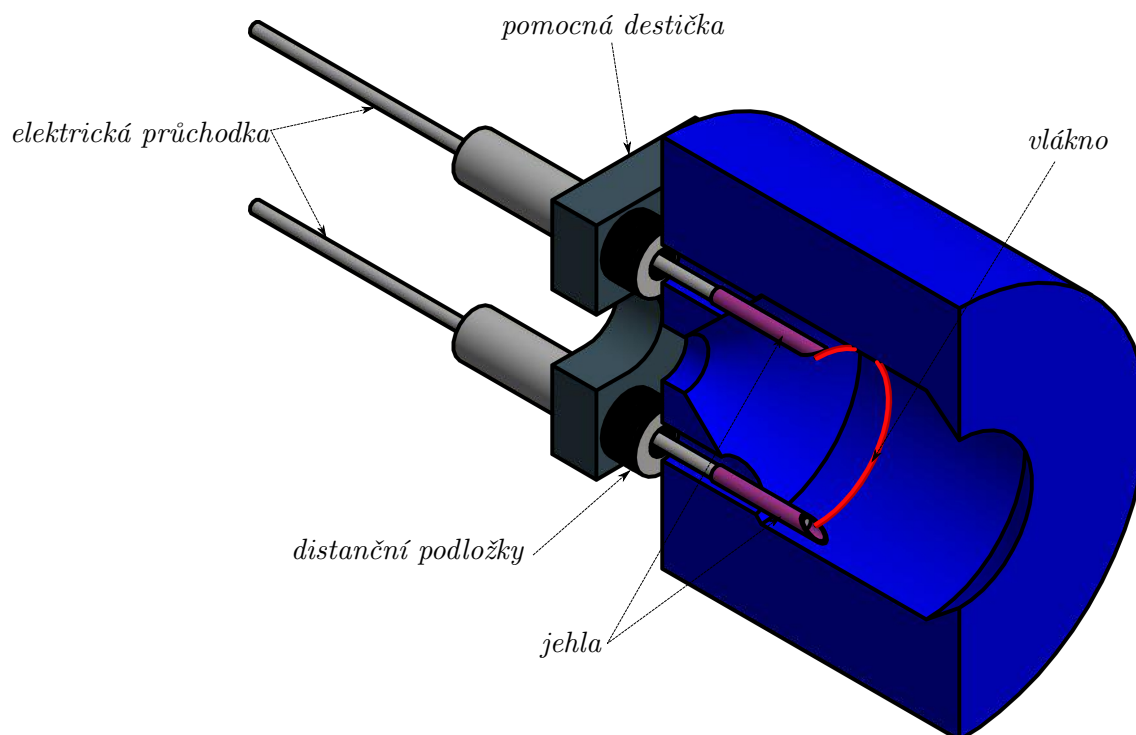
Protože k přibodování vlákna k destičce D, viditelné na obrázku 4.1, je potřeba závitové tyče M2 nejdříve vydělat z hlavice zdroje, následně přivařit vlákno k destičce a obě tyče zpět připevnit k tělu zdroje. V poslední fázi výměny vlákna ale dochází ke kroucení a ohybu vlákna, které drží rozpětí dvou závitových tyčí. Vláknem je velmi křehké a zároveň se i při jen mírně nevhodné manipulaci může narušit svar mezi vláknem a destičkou a vlákno se od destičky odlomí.

Nová metoda připevnění vlákna spočívá v tom, že se závitové tyče M2 nahradí dvojicí elektrických průchodek, které jsou připevněny zvnějšku k hlavici zdroje. Do ionizační komory iontového zdroje pak na konce těchto průchodek navlečeme duté trubičky, na kterých je připevněno vlákno. Jako duté trubičky jsou použity zkrácené injekční jehly. K těmto trubičkám je přibodované vlákno. Schéma tohoto uspořádání je zobrazeno na obrázku 4.2.

Výhody tohoto uspořádání jsou následující:

1. Bodování vlákna k trubičce je jednodušší, protože při práci nepřekáží dlouhé závitové tyče.
2. Trubičky jsou díky své krátké délce (okolo 10 mm) lehké a vlákno tak není při manipulaci vystavováno kroucení.
3. Nasazení nového vlákna k průchodkám je jednodušší. Nemusíme prostrkovat celé závitové tyče, stačí jen navléct trubičky na pevně přimontované tyče.
4. Lze vytvořit náhradní vlákna do zásoby a po zničení vlákna jednoduše vyměnit. U původní verze se muselo vlákno připevnit až k destičce na závitové tyči a možnost vytvoření náhradních vláken tak nepřipadala k úvahu.
5. Pomocná destička, přes kterou jsou elektrické průchodky připevněny k hlavici zdroje, se dá nastavit do libovolné vzdálenosti od hlavice. Tím pak můžeme nastavovat vzdálenost vlákna od anody, což rozebíráme v části 4.2.

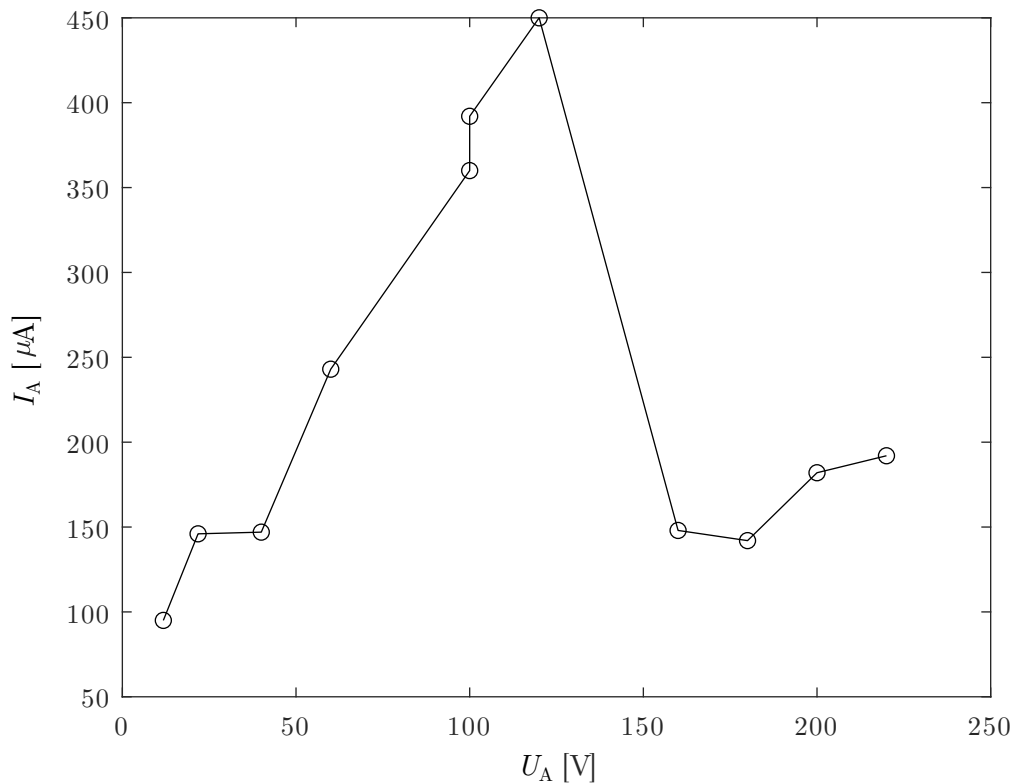
4.1. UCHYCENÍ VLÁKNA



Obrázek 4.2: Schéma nového uchycení vlákna pomocí elektrických průchodek s využitím pomocné destičky, která se dá počtem podložek upevňovat v libovolných polohách.

Po této úpravě byl iontový zdroj vložen do UHV testovací komory. Tím jsme dosáhli vakua, které je důležité z několika ohledů, mimo jiné wolframové vlákno hned neshoří, protože se v komoře nenachází kyslík.

Na anodu bylo přivedeno kladné napětí U_A a tělo zdroje, které budeme nadále nazývat jako katodu, jsme uzemnili. Tím se vytvořilo elektrické pole, které přitahovalo záporné elektrony emitované z rozžhaveného wolframového vlákna směrem ke kladné anodě. K vodiči přivádějící kladné napětí na anodu jsme připojili multimetr, na kterém jsme měřili proud I_A protékající mezi anodou a zemí. Proud tvořily elektrony emitované z vlákna, které dopadaly na povrch anody. Na obrázku 4.3 můžete vidět výsledky měření proudu I_A v závislosti na různém napětí na anodě U_A pro konstantní proud $I_f = 5,5$ A, tedy proud, kterým se žhavý vlákno.



Obrázek 4.3: Závislost proudu tekoucího anodou pro různá napětí na anodě za konstantní velikosti žhavicího proudu $I_f = 5,5$ A.

Z měření je patrné, že nový způsob připojení vlákna byl funkční. Maximální proud anodou byl naměřen $I_A = 0,45$ mA, pro konstantní proud na vlákne $I_f = 5,5$ A a pro napětí na anodě $U_A = 120$ V.

4.2. Poloha vlákna a ionizace

Z předešlé části 4.1 je patrné, že vlákno a jeho uchycení je důležitým parametrem iontového zdroje. Nabízí se tedy otázka, jak závisí výkon iontového zdroje na konkrétní poloze vlákna od anody. Naším cílem je, aby elektrony emitované vláknem oscilovali co nejdéle kolem sedlového bodu tvořeného anodou. Trajektorie těchto oscilací je definována počáteční polohou elektronu, tedy polohou vlákna ve zdroji.

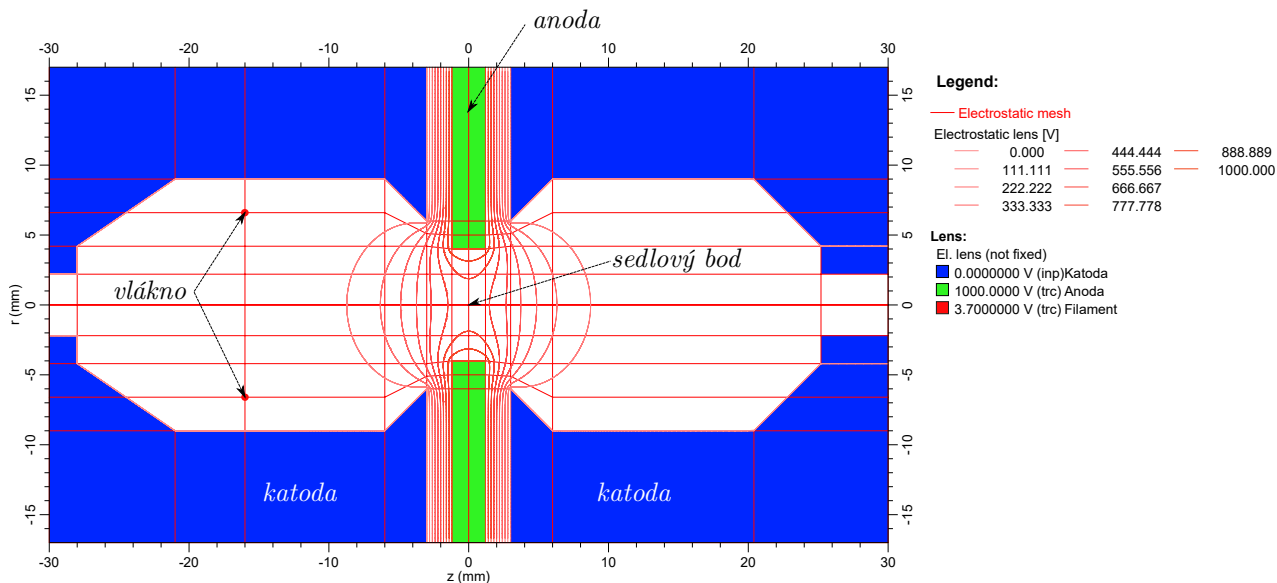
Na zjištění této vlastnosti zdroje a možném nalezení ideální polohy vlákna ve zdroji jsme používali program EOD (*Electron Optical Design*), který umožňuje trasovat různé částice a simulovat ionizaci srážkou elektronu s neutrálním plynem. Osa, která prochází iontovým zdrojem, je v programu EOD určena jako osa z . Vytvoření modelu spočívá ve vyplnění sítě bodů se souřadnicemi vzdálenosti od osy r a vzdálenosti z . Souřadnice r pak odpovídá vertikální souřadnici, horizontální souřadnice je pak osa z .

V programu EOD byl vymodelován iontový zdroj, kde každá elektroda je označena jinou barvou. Dále jsme měnili polohu vlákna z a napětí na anodě U_A , protože napětí na anodě vytváří gradient elektrického potenciálu, který pak určuje trajektorii elektronů. V poloze vlákna byl vygenerován určitý počet elektronů s počáteční energií $E_K = 0,5$ eV,

4.2. POLOHA VLÁKNA A IONIZACE

která odpovídá termální energii, kterou elektron obdrží po emisi z rozžhaveného povrchu vlákna. Program pak pomocí pluginu *Collisions* namodeloval srážky oscilujících elektronů s plynem argonu, který se nachází v komoře. Výsledkem měření pak byl počet vzniklých iontů. Počty vzniklých iontů jsem pak porovnával pro různé nastavení simulace.

Poloha vlákna v ose r je dána roztečí průchodek, na které je nasazeno vlákno, což je podrobně rozebíráno v části 4.1. Pro všechny simulace tedy počítáme s konstantním poloměrem vlákna $r = 6,6$ mm stočeného do kružnice. Proměnnou v tomto měření je pak vzdálenost z , kde začátek osy z se nachází v sedlovém bodě, tedy ve středu anody. Protože vlákno ne nachází v levé části komory, poloha vlákna z bude mít záporné hodnoty. Na obrázku 4.4 můžete vidět model ionizační komory zdroje.



Obrázek 4.4: Model ionizační komory zdroje, kde modrou barvou je vyznačena katoda, zelenou barvou je vyznačena anoda a červenou vlákno

Zabývejme se otázkou, co se bude dít v případě, že vlákno bude umístěno blízko k anodě.

Pro využití maximálního efektu iontového zdroje je vhodné, aby elektrony oscilovali co nejdéle kolem sedlového bodu a tím zvyšovali pravděpodobnost srážky s plynem a případnou ionizaci. Když bude vlákno velmi blízko k anodě, tak elektrony nemusí mít dostatek prostoru ke stočení trajektorie a mohou častěji narážet do anody, ke které jsou přitahovány, a tím snižovat ionizaci.

Na druhou stranu ale může převážet druhý efekt, o kterém jsem se zmiňoval v teoretické části v části 2.2.2, kdy se zvětší proud elektronů emitovaný termoemisí v přítomnosti elektrického pole. Tento efekt by pak mohl teoreticky vykompenzovat zmíněné elektrony ztracené díky srážce s anodou. Abychom tedy co možná nejvíce přiblížili simulaci realitě, musíme zjistit, jaké se nachází elektrické pole \mathbf{E} v okolí vlákna, které svou přítomností *vytahuje* elektrony z vlákna. O tomto mezi výpočtu se budeme dále bavit v části 4.2.1.

4.2.1. Elektrické pole v okolí vlákna

Ze vztahu pro Schottkyho emisi víme, že proudová hustota elektronů bude větší, čím větší bude velikost intenzity elektrického pole E v jeho okolí, kde tato závislost bude narůstat exponenciálně. Z rovnice (2.8) vyplývá, že přítomnost elektrického pole ovlivní pouze faktor popsáný rovnicí (2.9). Protože je ale tento faktor v exponentu, tak výsledná korekce proudové hustoty elektronů j_e bude následující:

$$j_e = j_0 \cdot \exp\left(\frac{\Delta W}{k_B T}\right) = j_0 \cdot \exp\left(\sqrt{\frac{eE}{4\pi\epsilon_0}} \frac{1}{k_B T}\right), \quad (4.1)$$

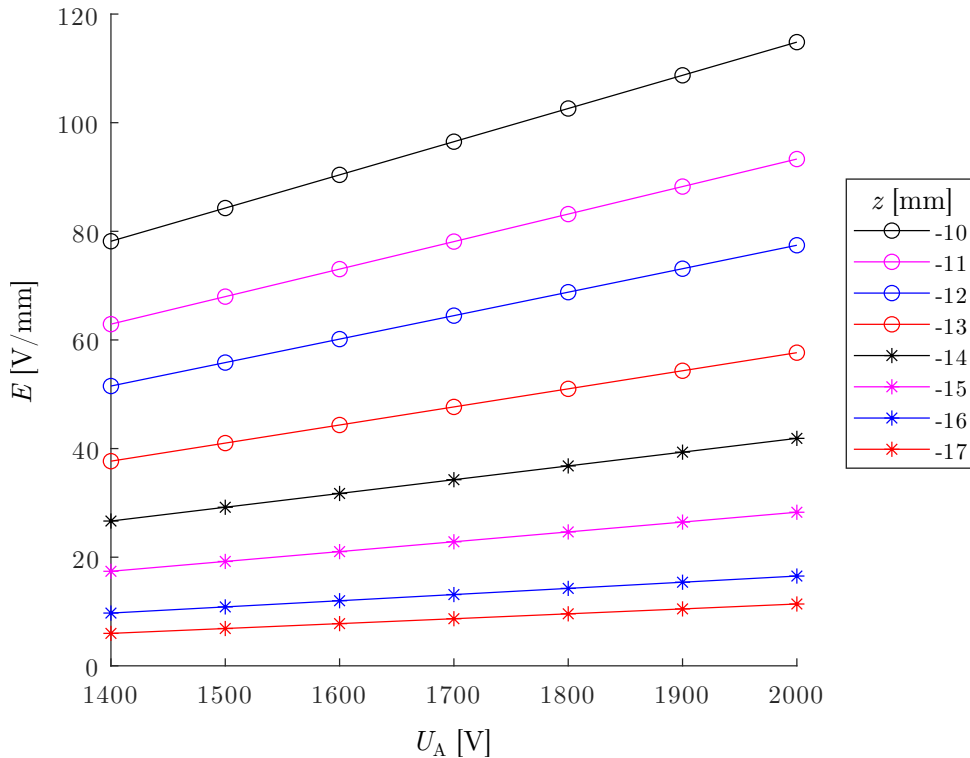
kde j_0 je proudová hustota elektronů bez přítomnosti elektrického pole.

Na úměrnosti mezi proudovou hustotou elektronů a počtem elektronů, které zadáváme do simulace, tak platí rovnice

$$j_e \propto N_e = N_0 \cdot \exp\left(\sqrt{\frac{eE}{4\pi\epsilon_0}} \frac{1}{k_B T}\right), \quad (4.2)$$

kde N_e je počet elektronů, pro které budeme spouštět simulaci a N_0 je počet elektronů, které budeme násobit korekčním členem, který je větší jak jedna. Pro další výpočty zvolíme $N_0 = 1000$.

Pomocí simulací jsme spočítali velikost elektrického pole E v okolí vlákna, které se nacházelo v různých polohách z , kde pro každou polohu bylo aplikováno různé napětí na anodě U_A . Výsledky tohoto měření jsou zaznamenány na obrázku 4.5.



Obrázek 4.5: Závislost elektrického pole E na poloze vlákna z a na napětí na anodě U_A .

Na obrázku 4.5 je patrné, že pro zvyšující se napětí na anodě U_A elektrické pole v okolí vlákna roste. Dále si můžeme všimnout, že pro vlákno vzdálené od středu anody 10 mm

4.2. POLOHA VLÁKNA A IONIZACE

je nárůst intenzity v okolí vlákna mnohem prudší než pro nejvzdálenější polohu vlákna 17 mm, kdy intenzita zůstává i se zvyšujícím napětí na anodě prakticky konstantní.

Na základě těchto informací jsme zjistili množství elektronů, které máme použít při modelování kolizí elektronů s plynem argonu, aby byla zohledněna přítomnost elektrického pole v okolo vlákna. Tyto vstupní parametry simulace jsou vypsány v tabulce 4.1.

Tabulka 4.1: Vstupní parametry počtu elektronů N_e , které byly použity v simulaci.

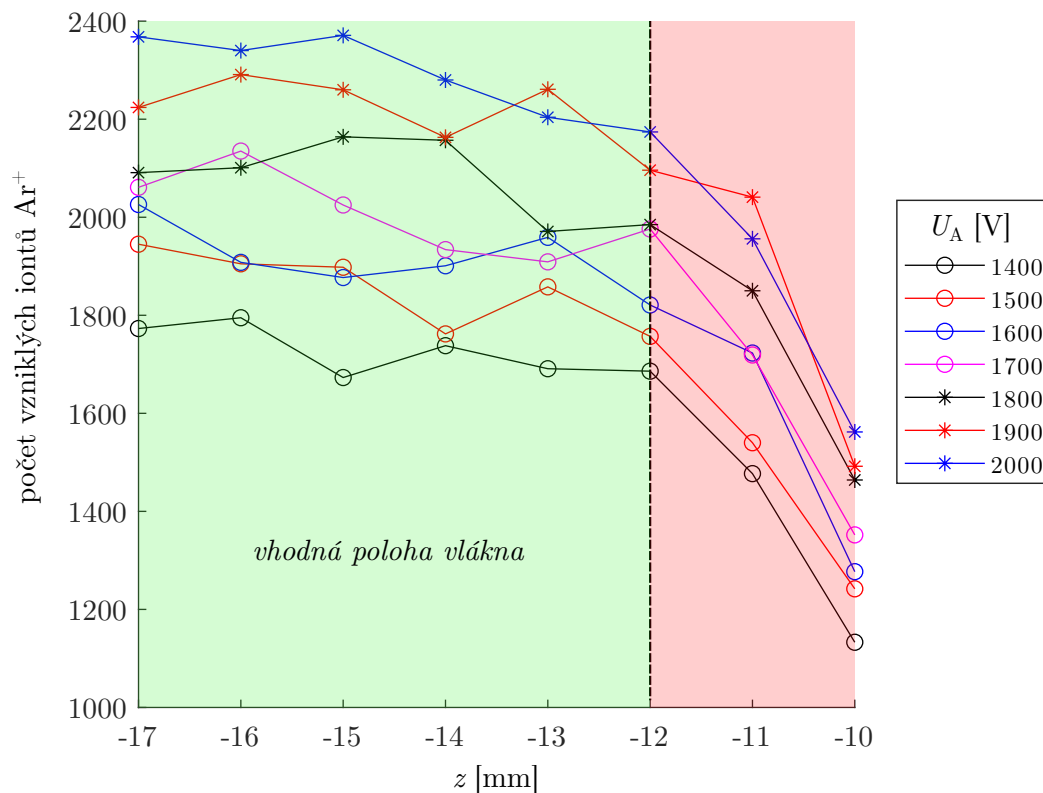
z [mm]	U_A [V]						
	1400	1500	1600	1700	1800	1900	2000
−10	1050	1052	1054	1056	1058	1060	1061
−11	1045	1047	1049	1050	1052	1054	1055
−12	1041	1042	1044	1046	1047	1049	1050
−13	1035	1036	1038	1039	1041	1042	1043
−14	1029	1031	1032	1033	1034	1036	1037
−15	1024	1025	1026	1027	1028	1029	1030
−16	1018	1019	1019	1020	1021	1022	1023
−17	1014	1015	1016	1017	1017	1018	1019

4.2.2. Výsledky simulací v EOD

Na základě vstupních dat z tabulky 4.1 jsme spočítali množství iontů vzniklých ionizací srážkou s generovanými elektrony. Můžeme si všimnout, že pro vlákno v nejbližší poloze u anody $z = -10$ mm a nejvyšší napětí $U_A = 2000$ V je počet elektronů vytvořený termoemisí 1061. Podle očekávání je pak pro největší vzdálenost $z = -17$ mm a nejmenší extrakční napětí $U_A = 1400$ V počet elektronů menší a to 1014.

Výsledky výpočtu jsou vidět na obrázku 4.6. Z měření vyplývá, že i přes přítomnost elektrického pole dochází k menšímu počtu ionizací v blízkosti anody. Z tohoto měření vyplývá oblast, pro kterou bude ionizace co možná největší. Tato oblast je na obrázku 4.6.

4. OPTIMALIZACE IONTOVÉHO SEDLOVÉHO ZDROJE



Obrázek 4.6: Počet vzniklých iontů na různé poloze vlákna a různém napětí na anodě U_A . Zeleně je vybarvena oblast, kde by se mělo ideálně nacházet vlákno, aby se docílilo co největší ionizace. V červené oblasti naopak dochází k prudkému poklesu počtu nově vzniklých iontů.

5. Vlastnosti zdroje po první úpravě

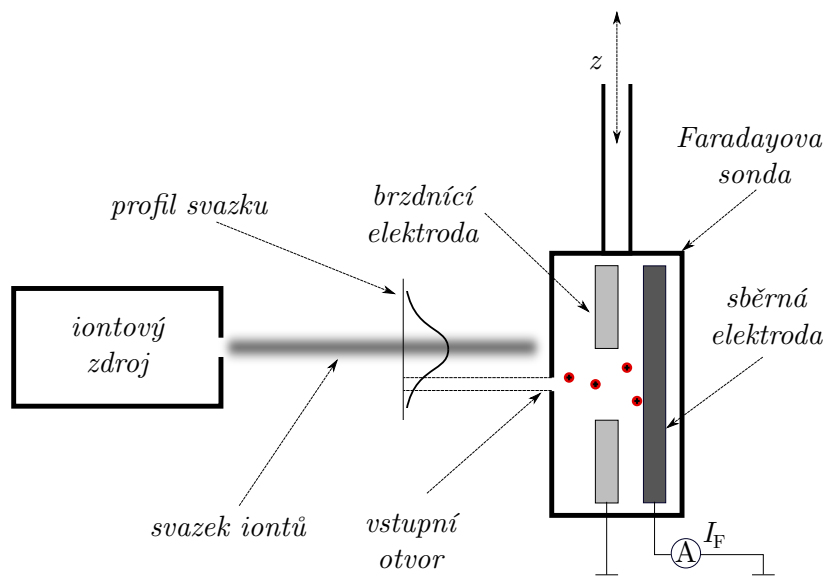
Po prvních úpravách zmíněných v předchozích kapitolách budeme zjišťovat vlastnosti iontového svazku, který dokážeme extrahovat z iontového zdroje. Pro další měření budeme používat argonový plyn, který má určité výhody oproti dusíku.

V této kapitole budeme zkoumat profil iontového svazku pro různé konfigurace zdroje. Dále budeme určovat jaké je rozložení energií iontů ve svazku. V poslední části jsme odprašovali iontovým svazkem křemíkový substrát s vrstvou SiO_2 a pokusili se analyzovat kráter, který během odprašování vzorku vznikl.

5.1. Měření profilu svazku

Jednou ze základních informací o svazku je jeho profil. Přestože se pomocí elektrostatických čoček snažíme svazek co nejvíce zfokusovat, tak dosáhnout nulové stopy svazku je prakticky i teoreticky nemožné. Jedním z parametrů charakterizující profil svazku je jeho pološířka, kterou získáme odečtením v polovině maxima profilu iontového svazku. Tato pološířka pak udává výslednou stopu svazku.

Měření takového profilu probíhalo v testovací komoře, kde proti iontovému zdroji byla umístěna Faradayova sonda, pomocí které se měří proud iontů, které dopadají na sběrnou elektrodu. Ionty předají této elektrodě svůj náboj, který je v případě jedenkrát ionizovaných plynů $+1e$. Takto vzniklý proud se dá měřit ampérmetrem připojeným mezi sběrnou elektrodou a zemí. Schéma měření profilu svazku je možné vidět na obrázku 5.1.



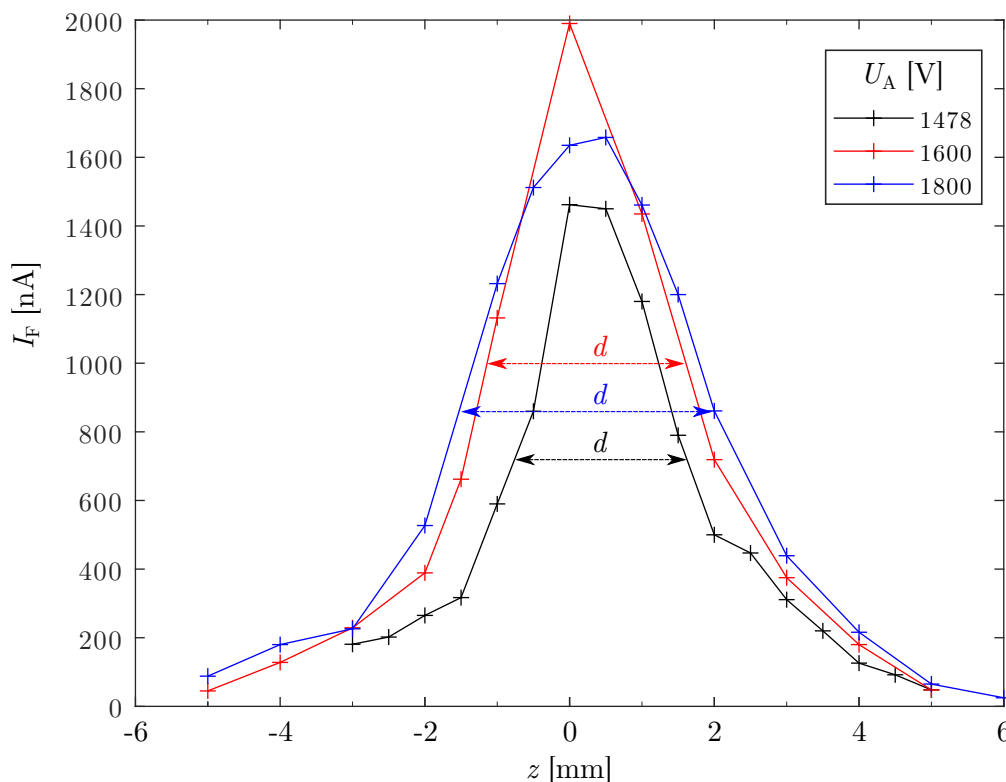
Obrázek 5.1: Schema experimentální soustavy pro měření profilu svazku iontového svazku pomocí Faradayovy sondy.

Faradayova sonda byla připevněna k manipulátoru, který umožňoval pohyb ve vertikálním směru nahoru a dolů. Tímto způsobem bylo možno mapovat profil iontového svazku v ose pohybu Faradayovy sondy. Schéma tohoto zapojení je na obrázku 5.1.

Na manipulátoru, ke kterému je připevněna Faradayova sonda, je škála s ryskou, díky které se dá měřit velikost posunutí sondy v testovací komoře. Na grafy popisující pro-

fil svazku je na vodorovnou osu vynášena poloha z Faradayovy sondy respektive manipulátoru a na vertikální osu je vynášén iontový proud I_i měřený nanoampérmetrem.

Všechna měření probíhala pro stejný proud na vlákne $I_f = 5,5 \text{ A}$ a stejný tlak plynu argonu v komoře $p = 3 \cdot 10^{-3} \text{ Pa}$. Brzdící elektroda na Faradayově sondě je v tomto experimentu uzemněna.



Obrázek 5.2: Naměřené profily iontového svazku pro tři různá napětí U_A .

Z měření, které můžeme vidět na obrázku 5.2, je patrné, že maximální proud iontů argonu je $I_F = 2 \mu\text{A}$ pro napětí na anodě $U_A = 1600 \text{ V}$, což lze považovat za energii iontů. Poznamenejme, že naměřený profil svazku je ovlivněn průměrem otvoru Faradayovy sondy, který je 2 mm.

V následující tabulce můžete vidět velikost pološířek d svazku pro tři různá napětí na anodě.

Tabulka 5.1: Velikosti pološířek svazku d s jejich maximální hodnotou I_{\max} pro tři různá napětí na anodě U_A .

$U_A \text{ [V]}$	1478	1600	1800
$d \text{ [mm]}$	2,25	2,75	3,5
$I_{\max} \text{ [nA]}$	1462	1990	1658

5.2. Měření energie iontů

Další užitečnou informací charakterizující iontový svazek je energiové spektrum, které nám dává informace o rozložení energií iontů, které se nachází ve svazku. Protože ionty nevznikají všechny na jednom místě, tak získají různou kinetickou energii, která závisí na potenciálu v místě vzniku iontu. Energie iontů nebo například elektronů je velmi

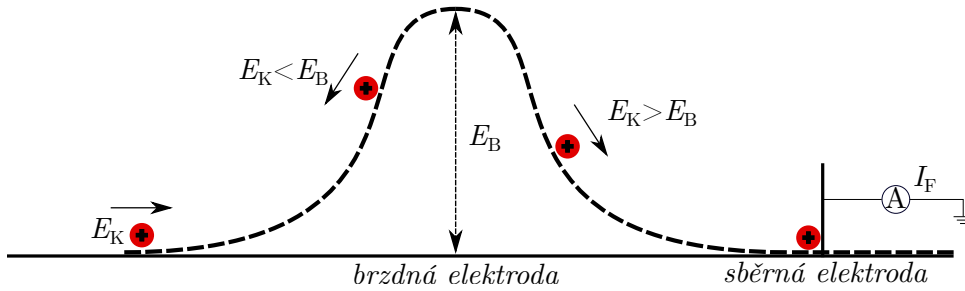
5.2. MĚŘENÍ ENERGIE IONTŮ

důležitý parametr při využívání zařízení, které operuje s těmito typy částic. V našem případě je například důležité vědět, zda ionty argonu, které dopadají na vzorek, budou mít dostatečnou energii k odprášení vrstvy materiálu ze vzorku.

Stejně jako u profilu svazku můžeme určit pološířku energiového spektra, která vypovídá o kvalitě svazku. Pro aplikaci je totiž důležité mít stabilní energie iontů, čemuž odpovídá právě malá pološířka energií.

Měření probíhalo podobně jako v případě měření profilu svazku s využitím Faradayovy sondy, kde ale tentokrát byla využita brzdná elektroda, na kterou je přivedeno decelerační (brzdné) napětí. S Faradayovou sondou nebylo v průběhu měření manipulováno, byla umístěna ve středu iontového svazku. Ionty při měření vstupují otvorem do Faradayovy sondy, kde ale o jejich směřování dále k uzemněné sběrné elektrodě rozhodne napětí na brzdné elektrodě.

Při vstupu do prostoru Faradayovy sondy mají ionty různou energii a přes potenciálovou bariéru se tak dostanou pouze ty, jejichž kinetická energie je větší než potenciálová energie bariéry. Pokud na brzdnou elektrodu přivedeme brzdné napětí U_B , tak ionty musí překonat potenciálovou bariéru o velikosti E_B . Schéma tohoto měření je uvedeno na obrázku 5.3.



Obrázek 5.3: Schéma měření energie iontů pomocí Faradayovy sondy s využitím energiové bariéry způsobené brzdným napětím na brzdné elektrodě. Dále je možné vidět schéma selekce iontů podle jejich kinetické energie.

Experiment probíhal tak, že se postupně zvyšovalo brzdné napětí U_B . Pro nízké stovky voltů nemělo brzdné napětí žádný efekt na intenzitu dopadajících iontů. Nicméně při následném zvyšování napětí jsme pozorovali pokles iontového proudu I_F . Změna velikosti proudu I_F pak v sobě nesla informaci o energiích odfiltrovaných z iontového svazku. Z toho je patrné, že při provedení numerické derivace těchto hodnot proudu získáme rozdělení energií v iontovém svazku.

Protože přímá numerická derivace naměřených hodnot neumožňovala kvalitně interpretovat výsledky měření, tak jsme naměřené hodnoty proložili funkcí, kterou jsme následně zderivovali. Protože očekáváme gaussovské rozdělení energií, tak bylo nejvhodnější použít k proložení funkci, jejíž derivací je Gaussova funkce. Takovouto funkcí je chybová funkce (*Error function*), což je obecný integrál Gaussovy funkce. Proložení neboli *fit* měl pak čtyři hledané koeficienty a, b, c a d ,

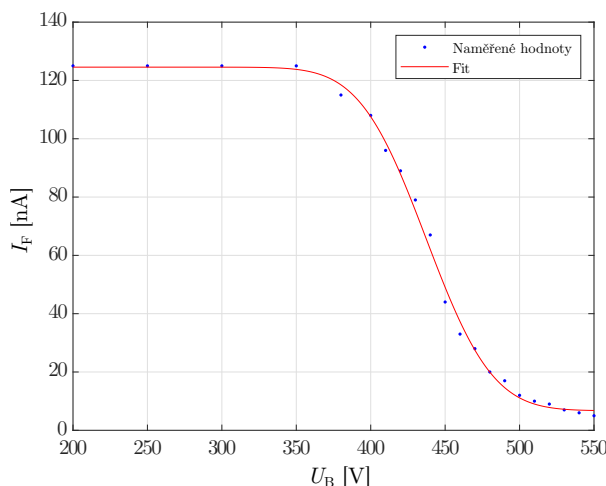
$$I_F(U_B) = a \cdot \text{erf}[b \cdot (U_B - c)] + d. \quad (5.1)$$

Koeficient b pak určuje pološířku gaussovského píku a c polohu maxima. Předpis proložených derivovaných hodnot je pak následující

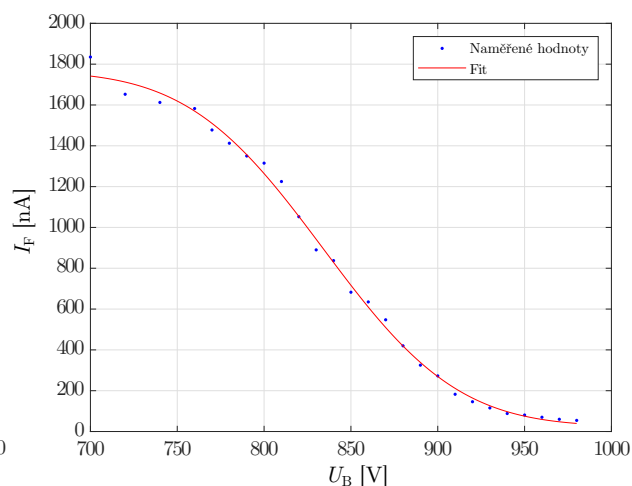
5. VLASTNOSTI ZDROJE PO PRVNÍ ÚPRAVĚ

$$\frac{dI_F}{dU_B} = \frac{2}{\sqrt{\pi}} a \cdot b \cdot \exp\{-[b(U_B - c)]^2\}. \quad (5.2)$$

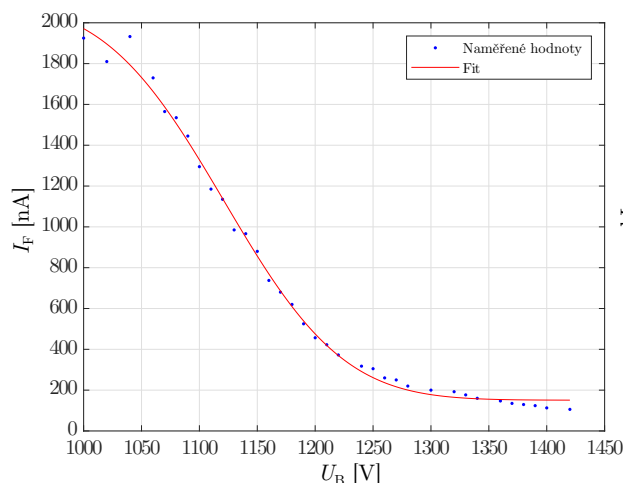
Měření probíhalo pro tři různá napětí na anodě. Naměřené hodnoty s jejich proložením a vypočítanou derivací můžete vidět na následujících grafech, které jsou zobrazeny na obrázcích 5.4.



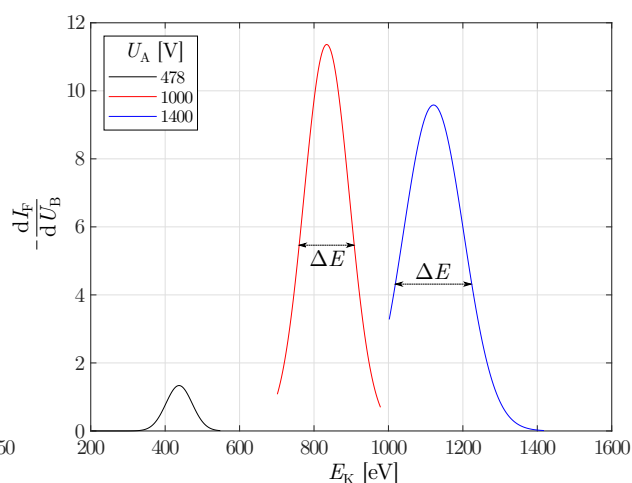
(a) Měření pro $U_A = 478$ V.



(b) Měření pro $U_A = 1000$ V.



(c) Měření pro $U_A = 1400$ V.



(d) Energiové spektrum pro různá U_A .

Obrázek 5.4: Na grafech a), b) a c) můžeme vidět naměřené hodnoty proudu iontů pro různé napětí na anodě. Na grafu d) je energiové spektrum iontů argonu.

Z grafu je patrné, že energie iontů je dána napětím na anodě. To není překvapivé zjištění, protože energie iontů dopadajících na uzemněnou elektrodu je dána velikostí elektrického potenciálu v místě vzniku iontu. Protože k ionizaci nejčastěji dochází v okolí sedlového bodu, tedy v okolí anody, tak výsledná kinetická energie iontu při dopadu na elektrodu bude blízká potenciální energii $E_p = eU_A$, kterou je anoda s napětím U_A schopná iontu předat.

V následující tabulce jsou vypsané parametry získané *fitováním* naměřených hodnot pro dané napětí. Dále jsou v tabulce uvedeny nejpravděpodobnější energie iontů, které se nachází ve svazku a jejich rozptyl ΔE vyčtený z poloměry píku.

5.3. ODPRAŠOVÁNÍ SVAZKEM IONTŮ ARGONU

Tabulka 5.2: Hodnoty koeficientů použitých pro proložení naměřených dat funkcí a střední hodnota energie iontů E_0 s jejich energiovým rozptylem ΔE .

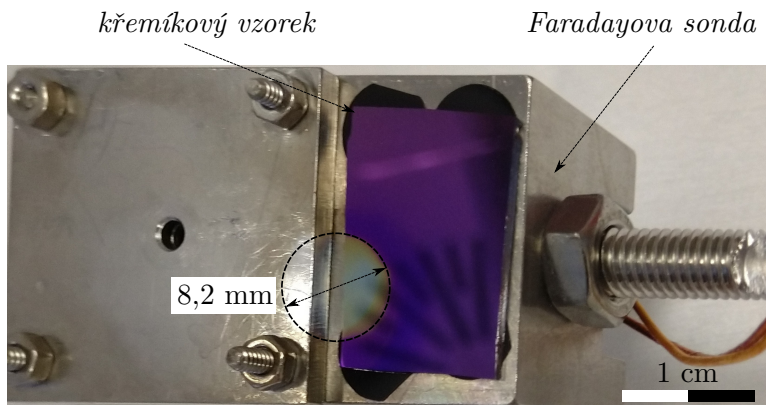
U_A [V]	a [nA]	b [V ⁻¹]	c [V]	d [nA]	E_0 [eV]	ΔE [eV]
478	-58,92	0,02	437,32	65,64	437,32	82,82
1000	-870,78	0,01	834,08	895,62	834,08	143,97
1400	-976,69	0,01	1121,22	1127,45	1121,22	191,44

Vidíme tedy, že jsme schopni získat ionty o kinetické energii přes 1 keV a limitem je velikost napětí na anodě. Dá se předpokládat, že s využitím výkonnějšího napěťového zdroje budeme moci dosáhnout i vyšších energií. J. Franks ve své práci [12] zmiňuje, že na svém iontovém zdroji se sedlovým polem naměřil maximální hodnotu energie zhruba na 0,85 násobku potenciálu přivedeného na anodu, kde napětí na anodě se pohybovalo mezi 3 kV až 8 kV. Poměr námi naměřených energií ku velikosti potenciálu na anodě se pohybuje od 0,80 do 0,90, což se shoduje s Frankovým experimentem.

5.3. Odprašování svazkem iontů argonu

Po ujištění, že jsme schopni extrahovat ionty o dostatečných energiích, jsme zkusili iontovým svazkem odprašit vrstvu SiO_2 tlustou 280 nm na křemíkovém substrátu. Cílem bylo vytvořit ve vrstvě SiO_2 kráter, z jehož rozměrů by bylo možné vyčíst informace například o míře fokusace. Dále by se tímto měřením dalo zjistit, zda-li má iontový zdroj dostatečné parametry pro aplikaci jako přístroj na odprašování nečistot ze vzorku.

Už z prvního měření bylo patrné, že iontový svazek má dostatečnou energii na odprašení křemíkové vrstvy. Na odprašování jsme používali plyn argonu o tlaku $p = 3 \cdot 10^{-3}$ Pa, kde napětí na anodě bylo $U_A = 1380$ V. Z minulé části pak tedy víme, že většina iontů bude mít energii okolo 1100 eV. Odprašování probíhalo 2 hodiny, kdy po vyjmutí křemíkového vzorku jsme zjistili, že průměr kráteru je $(8,3 \pm 1)$ mm. Výsledky prvního měření jsou na následujícím obrázku.



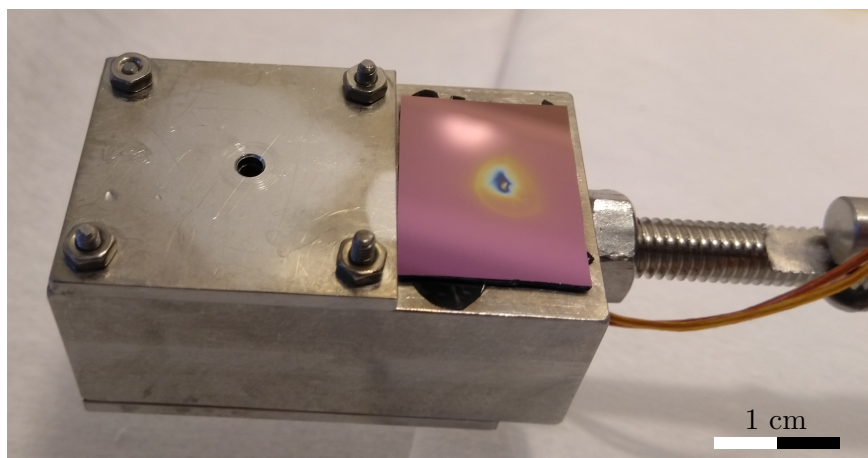
Obrázek 5.5: Fotografie vzorku vrstvy SiO_2 tlusté 280 nm na křemíkovém substrátu po dvouhodinovém odprašování.

Pro další měření jsme zkrátili čas odprašování na půl hodiny a napětí na anodě zvýšili na $U_A = 1417$ V.

Výsledky tohoto měření byly zajímavější než u prvního měření, protože díky kratšímu času nemohli nefokusované ionty, které se nachází dále od středu svazku a je jich méně,

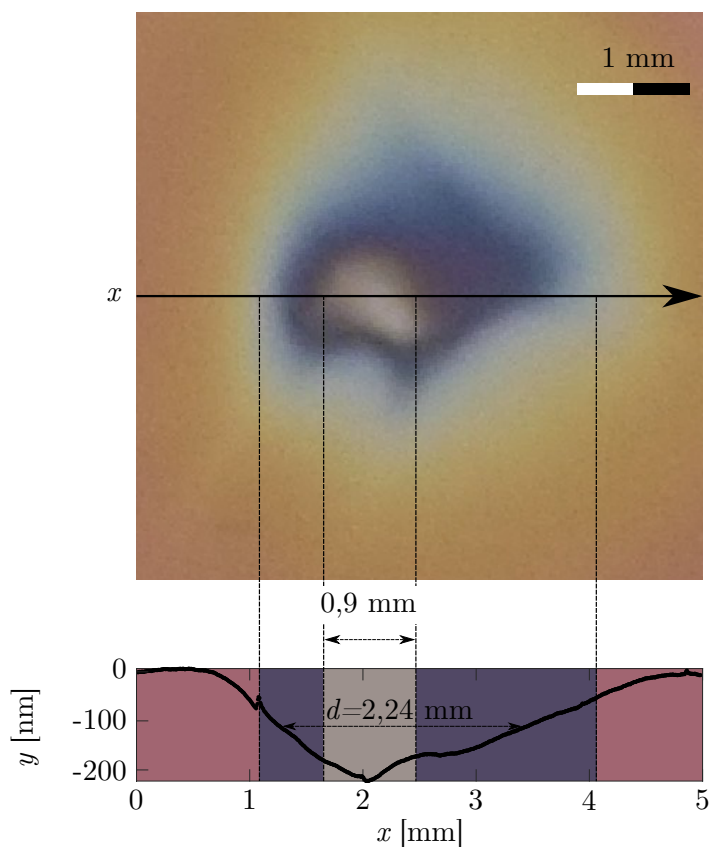
5. VLASTNOSTI ZDROJE PO PRVNÍ ÚPRAVĚ

způsobit vytvoření tak širokého kráteru jako je vidět na obrázku 5.5. Na obrázku 5.6 pak můžeme vidět druhé měření, které probíhalo za stejných podmínek, ale pouze s půlhodinovým odprašovacím procesem.



Obrázek 5.6: Fotografie vzorku připevněného na Faradayově sondě po půlhodinovém odprašování.

Na obrázku 5.7 můžeme vidět detail křemíkového vzorku, kde různá barva na vzorku odpovídá tloušťce odprašené vrstvy. Tato rozdílná barva je způsobena interferencí světla na tenké vrstvě.



Obrázek 5.7: Měření profilu kráteru vzniklého odprašováním SiO_2 z křemíkového vzorku po dobu 30 minut o energii iontů 1400 eV.

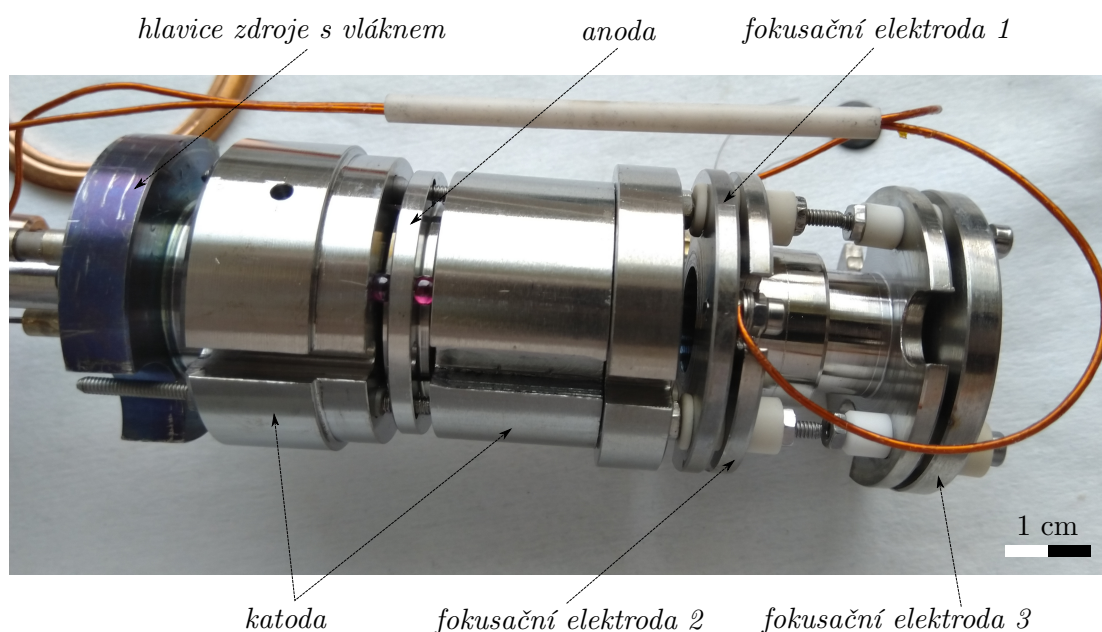
5.3. ODPRAŠOVÁNÍ SVAZKEM IONTŮ ARGONU

Ve středu můžeme vidět šedou skvrnu, kolem které je větší modrá skvrna. Kolem ní je pak už vidět typická růžová barva odpovídající vrstvě SiO_2 . Abychom ale nevyvozovali závěry pouze z různých barev na vzorku, tak jsme se rozhodli zjistit profil kráteru pomocí profilometru. Toto měření provedl Ing. Michal Potoček, Ph.D., kde profilometrem měřil po trajektorii, která je vyznačena na obrázku 5.7. Pod fotografií vzorku je vykreslený průběh hloubky, která byla naměřena profilometrem. Z těchto měření pak lze zjistit, že šířka šedé skvrny je zhruba 0,9 mm a v této oblasti se podařilo odprášit okolo 200 nm vrstvy oxidu křemíku. Pološířka celého kráteru je 2,24 mm, což odpovídá pološířce svazku, kterou jsme měřili v části 5.1, kdy pro napětí na anodě srovnatelné s tímto experiment má svazek pološířku 2,25 mm.

6. Vychylování iontového svazku

Fokusační optika iontového zdroje se skládá se ze tří elektrod, které jsou umístěny za sebou na konci zdroje. Na první dvě elektrostatické čočky pak přivádíme fokusační potenciál, kterým jsme schopni svazek zaostřovat. Fokusační optika je nedílnou součástí optiky iontových popřípadě elektronových zdrojů. Dalším neméně důležitým zařízením jsou vychylovací elektrody neboli deflektory. Deflektor nemá za úkol ovlivňovat stopu svazku, ale vychylovat jej mimo osu iontového zdroje. Díky těmto elektrodám si budeme moci svazek zaměřit na libovolné místo na vzorku.

V této kapitole představím postup návrhu a finální konstrukci vychylovací optiky, kterou chceme umístit za fokusační optiku. Pro názornější představu, v jakých místech bude probíhat optimalizace optiky, je na následujícím obrázku vyfocený iontový zdroj s fokusační optikou s popisem jednotlivých částí. Deflektor by pak měl být napojený napravo na fokusační elektrodě 3.



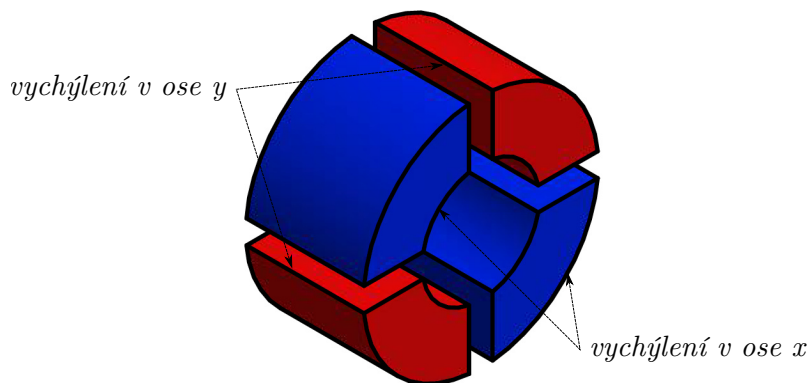
Obrázek 6.1: Obrázek iontového zdroje s popisem jeho jednotlivých částí.

Trajektorii iontů můžeme měnit buď pomocí elektrického pole nebo magnetického. Jak již bylo zmíněno v průběhu této práce několikrát, naším cílem je vyvarovat se použití magnetů, které svým polem mohou negativně ovlivňovat další zařízení. Z toho tedy vyplývá, že ionty budeme muset vychylovat pomocí elektrostatického pole.

Nejjednodušší deflektor na vychylování v jednom směru se skládá ze dvou elektrod, které v podstatě tvoří kondenzátor. V takovém kondenzátoru vznikne elektrické pole \mathbf{E} , které způsobuje zrychlení působící na kladný iont ve směru tohoto pole. Protože naším cílem je se svazkem rastrovat po vzorku, tak taková zařízení musí být dvě, jedno pro směr x a druhé pro směr y .

U iontových zdrojů ale není úplně rozumné použít klasické paralelní elektrody jako jsou u kondenzátoru, ale spíše prstenec, který je rozdělený na čtyři části. Schéma takového uspořádání můžete vidět na obrázku 6.2.

6.1. MODELOVÁNÍ DEFLEKTORU V EOD



Obrázek 6.2: Schéma deflektoru, kde červeně a modře jsou vyznačeny elektrody, které vyhybají svazek ve směrech x a y .

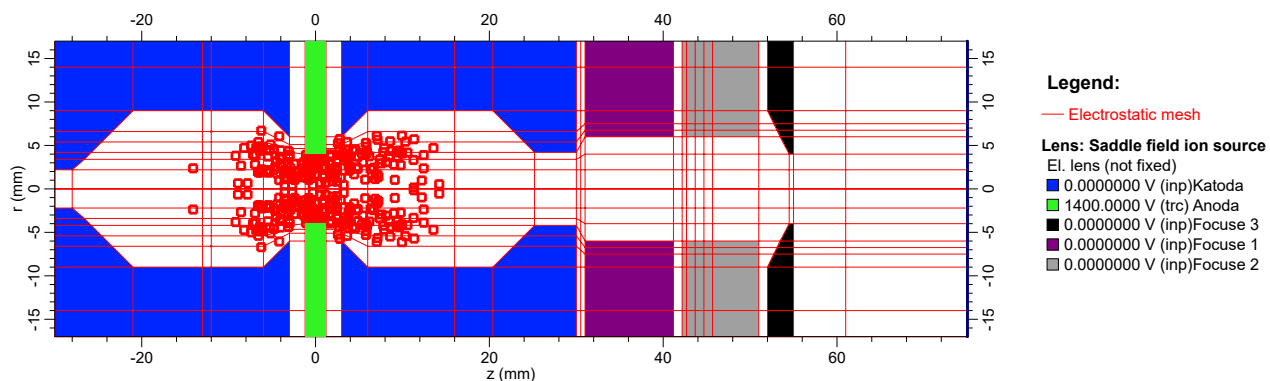
6.1. Modelování deflektoru v EOD

Nejprve jsem se snažil nasimulovat chování deflektoru v programu EOD, o kterém jsem se zmiňoval v předchozí části 4.2. Tento program umožňuje modelovat kromě klasických válcových čoček i deflektory. Cílem těchto modelací bylo pochopit chování svazku v takovém poli, dále zjistit do jakých poloh můžeme svazek vychylovat a jak toto vychýlení závisí na přiloženém napětí a na délce celého deflektoru. Na základě znalosti těchto parametrů a dostupných napěťových zdrojů jsme pak zvolili rozměry součástí, které jsme nechali vyrobit.

V programu EOD se dají nasimulovat srážky mezi elektrony, které konají oscilační pohyb okolo sedlového bodu, a neutrálními atomy plynu, které chceme ionizovat. Tímto výpočtem získáme trajektorie vzniklých iontů. Pouze část iontů se dokáže dostat k apertuře komory a projít fokusační optikou. Takto nasimulovaný "reálný" svazek je ale těžké fokusovat, proto se často používá k trasování optickými systémy svazek "umělý", jehož iontům nadefinujeme energii a jejich počáteční polohu. Abychom zjistili, do jakého místa máme umístit počáteční polohu tohoto svazku, musím zjistit, kde dochází ke srážkám mezi elektrony a atomy. Na obrázku 6.3 jsou vidět místa vzniku iontů, kdy elektrony použité pro ionizaci neutrálních atomů startovaly z polohy $r = 6,6$ mm a $z = -12$ mm, tedy z místa, kde se v simulaci nachází vlákno. Počáteční energie elektronů byla $E = 0,5$ eV.

Oproti minulým simulacím v části 4.2 přibýly v modelu tři fokusační elektrody. Na fokusační elektrodě 1 (fialová barva) a fokusační elektrodě 2 (šedá barva) přivádíme napětí, které způsobuje změnu trajektorie v radiálním směru. Správnou volbou těchto potenciálů lze fokusovat svazek. Třetí fokusační elektroda (černá barva) je uzemněna.

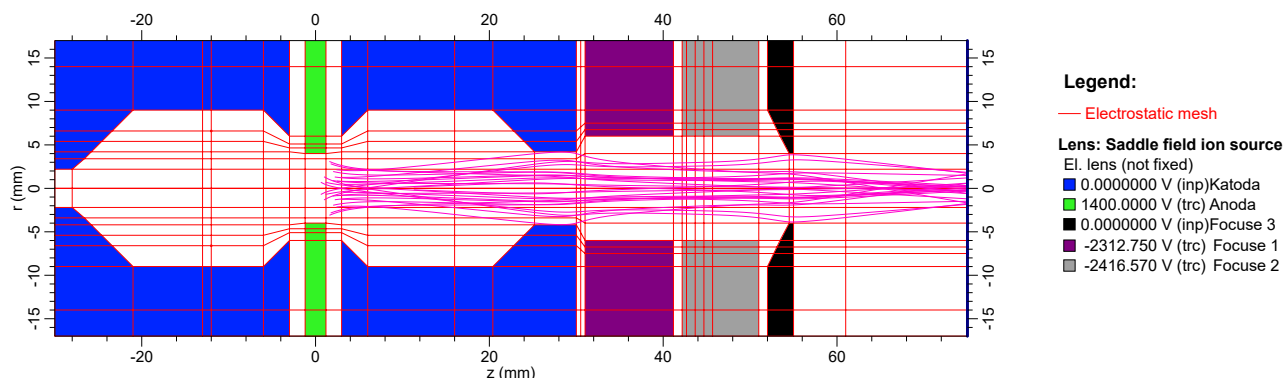
6. VYCHYLOVANÍ IONTOVÉHO SVAZKU



Obrázek 6.3: Pozice vzniku iontů Ar^+ nasimulované v programu EOD.

Na obrázku 6.3 pak jsou vidět červenými kroužky vyznačená místa, kde došlo ke všem ionizacím. K těmto ionizacím dochází nejvíce v okolí sedlového bodu, kdy elektrony mají nejvyšší energii. Protože se ionty tvoří v místech, kde se nachází největší elektrický potenciál, tak extrahované ionty, které dopadají na uzemněný vzorek mají právě tuto energii, která odpovídá potenciální energii pole v místě jejich vzniku.

Na obrázku 6.4 jsou vidět trajektorie "reálných" iontů, které jsme získali ze simulace srážek atomů argonu s elektrony. Pro přehlednost jsou na obrázku pouze ionty, které proletí bez srážky s elektrodami až na "stínítko" v poloze $z = 75$ mm.

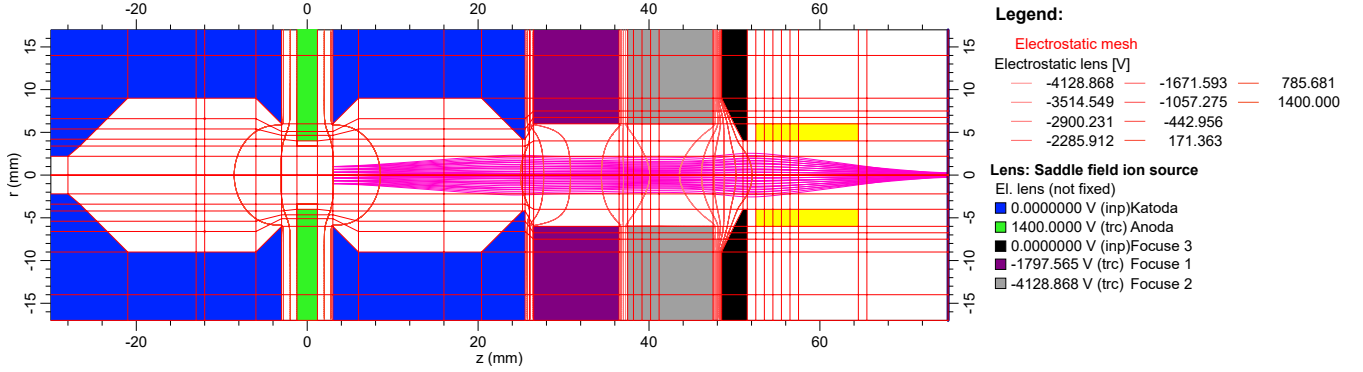


Obrázek 6.4: Trajektorie iontů vytvořených v programu EOD díky pluginu *Collisions*. Pro lepší přehlednost jsou vyobrazeny pouze ionty, kterým se podaří opustit komoru iontového zdroje.

Pro další simulace jsme se rozhodli zvolit počáteční polohu iontů v blízkosti anody a to v oblast $z = 3$ mm a vzdálenost od osy jsme zvolili různou od polohy $r = 0$ mm do $r = 1$ mm. Dále jsme zjistili, jaké energie "reálné" ionty mají v těchto polohách a zvolili jsme tak pro všechny částice energii $E = 200$ eV. Pro vytvoření věrohodnějšího modelu trajektorií iontů jsme ještě pro každou polohu volil různé počáteční úhly. Abychom mohli měření co nejlépe interpretovat, musíme mít svazek zaostřený do co nejmenší stopy. Právě z tohoto důvodu je vhodné používat svazek "umělých" iontů o omezeném počtu. V simulaci jsme pak nastavili požadované vlastnosti pro optimalizaci napětí U_{F1} a U_{F2} na elektrostatických čočkách a nechali protasovat tyto ionty. Výsledky simulace zfokusovaných iontů jsou

6.1. MODELOVÁNÍ DEFLEKTORU V EOD

vidět na obrázku 6.5. Za fokusační optikou se nachází deflektor (žlutá barva), který je pro prvotní fokusační měření vypnutý.



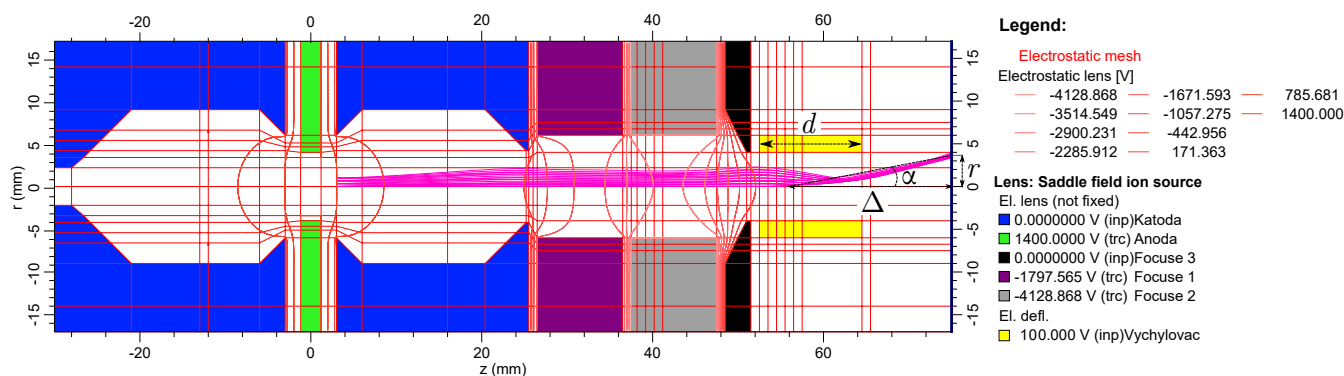
Obrázek 6.5: Trajektorie "umělých" iontů zfokusovaných do nejmenší stopy na stínítku. Na obrázku jsou také vykresleny ekvipotenciální čáry.

Poté co máme zfokusovaný svazek, můžeme zkusit ionty vychylovat. V simulaci jsou použity dva deflektory. Jeden slouží k vychylování pro směr x a druhý pro směr y , stejně jak je vyobrazeno na schématickém obrázku 6.2. Protože EOD pracuje v rotačně symetrickém módu, tak v měřeních bylo aplikováno stejné napětí jak na deflektor ve směru x tak ve směru y . Měření pak spočívalo v odměření polohy r svazku.

Cílem těchto měření bylo zjistit parametry vychýlení, tedy pro jakou délku deflektoru d a pro jaké napětí na deflektoru U_{Dx} a U_{Dy} získáme maximální radiální vychýlení. Pro měření bylo tedy použito stejné napětí na deflektoru $U_D = U_{Dx} = U_{Dy}$.

Na obrázku 6.6 můžeme vidět simulaci vychýlení svazku iontů při napětí na deflektorech $U_D = 100$ V. Dále jsou v obrázku vyznačeny rozměry, pro které počítáme vlastnosti vychýlení. Rozměr d určuje délku deflektoru. Čím bude delší, tím bude potřeba menší napětí pro vychýlení do stejné vzdálenosti. Poloha, do které jsme schopni svazek vychýlit, je určena vzdáleností r od osy z . Protože vzorek nebo stínítko nebude vždy umístěno v poloze 75 mm od středu anody, je lepší zavést další parametr polohy svazku, který by nebyl závislý na poloze stínítka. Tento problém vyřešíme zavedením úhlu α , který vypočítáme ze znalosti hodnoty r a vzdálenosti stínítka od deflektoru Δ , kterou stanovíme jako $\Delta = 19$ mm.

Pro lepší přehlednost v obrázku byla vykreslena pouze horní trajektorie iontů. Při zrcadlení svazku podle osy zdroje z by se svazek rozdělil na dva, což neodpovídá realitě.



Obrázek 6.6: Trajektorie iontů vychýlených deflektorem mimo osu zdroje pro napětí $U_D = 100$ V a délku deflektoru $d = 12$ mm.

Následně bylo provedeno měření vychýlení svazku o úhel α pro různá napětí U_D a pro různé délky deflektoru d . Výsledky tohoto měření jsou vypsány v následující tabulce.

Tabulka 6.1: Naměřené hodnoty vychýlení o stupeň α v závislosti na napětí U_D a délce deflektoru d .

U_D [V]	$d = 6$ mm	$d = 7$ mm	$d = 8$ mm	$d = 9$ mm	$d = 10$ mm
100	5,66°	6,12 °	6,54 °	6,90°	7,22°
200	11,41°	12,35°	13,20°	13,95°	14,62°
300	17,37°	18,84°	20,19°	21,42°	22,54°
400	23,57°	25,61°	27,48°	29,20°	30,75°

Z těchto měření vyplývá, že pro napětí okolo 400 V můžeme vychylovat mezi 25° až 30°, což je zbytečně velké rozpětí. Po domluvě s Ing. Jindřichem Machem, Ph.D. jsme se rozhodli pro vychylování do 10°, díky čemuž stačí používat nízkonapěťové zdroje do maximální hodnoty 100 V. Pro používání menšího napětí je zapotřebí prodloužit vychylovací elektrody. Délku deflektoru d jsme proto zvolili 12 mm, což při použití napětí $U_D = 100$ V způsobí vychýlení svazku o 9°. Vnitřní průměr elektrody je dán vnitřním průměrem poslední fokusační čočky, který je 4 mm.

Ze simulací jsme zjistili všechny potřebné rozměry pro navržení deflektoru. Dále jsme zjistili, jakým způsobem by se měl svazek při vychylování chovat.

6.2. Konstrukční varianty a finální verze

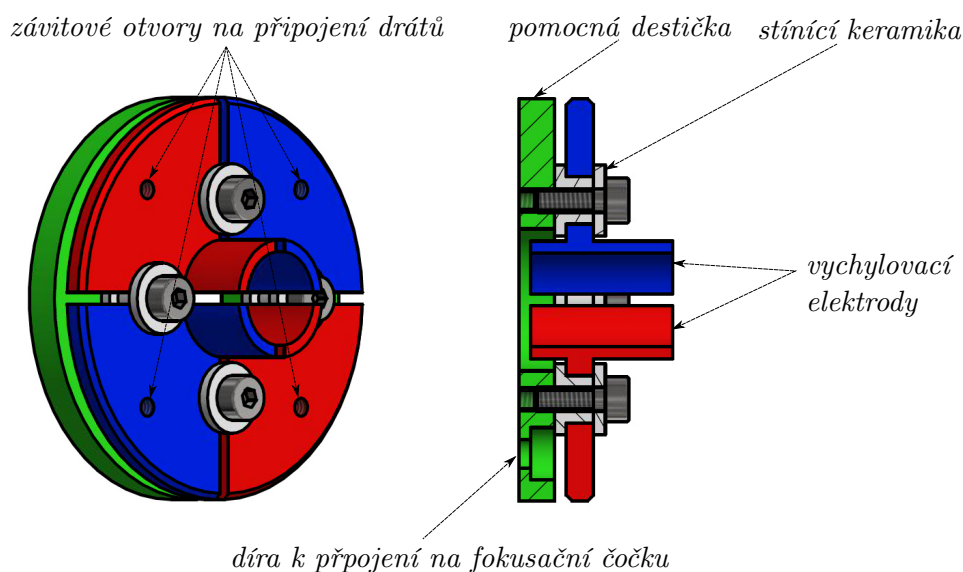
Díky znalostem základních rozměrů jsme mohli přistoupit ke konstrukčnímu návrhu. Jako výchozí myšlenka designu vychylovací elektrody sloužila stará část část vychylovací optiky, kterou mi předal vedoucí práce.

Aby deflektor fungoval správně, je nutné zajistit dobré odizolování jednotlivých jeho částí od ostatních a zároveň je nutné zajistit odizolování deflektoru od fokusačních elektrostatických elektrod. Z konstrukce iontového zdroje vyplynulo, že nejjednodušší bude připojit deflektor přímo na stávající optiku. Fokusační optika se skládá ze tří čoček, které jsou smontovány do jednoho kusu pomocí šroubků. Následně je celá optika připevněna pomocí dalších šroubků, které se nachází na opačné straně, ke komoře iontového zdroje.

6.2. KONSTRUKČNÍ VARIANTY A FINÁLNÍ VERZE

K připevnění čtyř částí deflektoru budeme potřebovat ještě jednu součást, kterou dále budu nazývat pomocnou destičkou. Tato pomocná destička bude z jedné strany přichycena k fokusační optice a na druhé straně na ní budou připevněny vychylovací elektrody. Tím se vyhneme malému prostoru pro vytvoření dalších děr do třetí fokusační elektrody. Zároveň už můžeme využít stávající tři šroubky, kterými můžeme tuto pomocnou destičku připevnit k původní fokusační optice.

Způsob uchycení elektrod k pomocné destičce je následovný. V každé vychylovací elektrodě musí být ještě vyvrtaná závitová díra, která bude sloužit k upevnění drátku, přes který přivedeme na elektrodu napětí. Rozhodli jsme se pro upevnění elektrody na krajích pomocí dvou šroubků s keramickými kloboučky, které zaručí, že nedojde k vodivému kontaktu s jinými částmi. 3D model upevnění vychylovacích elektrod k pomocné destičce za použití keramických kloboučků je znázorněno na obrázku 6.7.



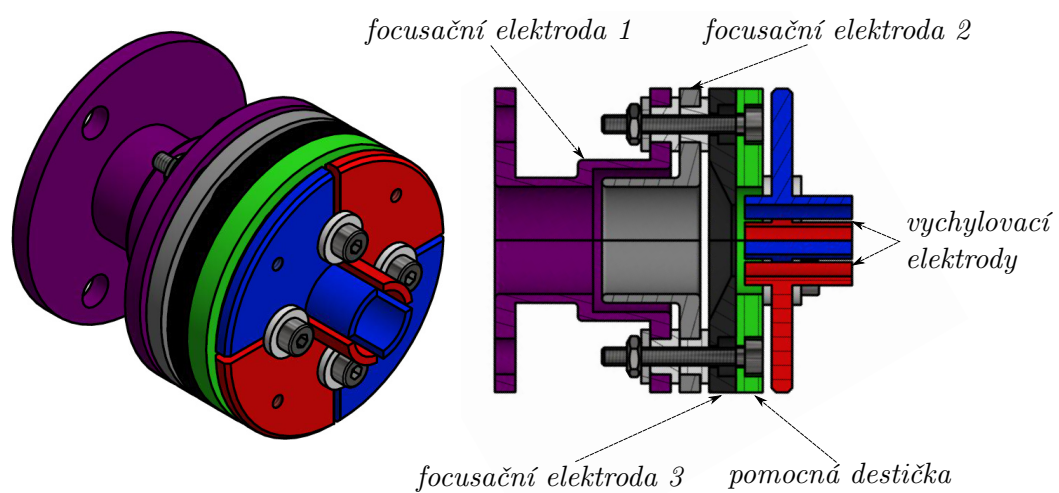
Obrázek 6.7: Model vychylovacích elektrod připevněných k pomocné destičce.

V úvahu připadaly dva případy, jak připevnit zelenou pomocnou destičku k třetí fokusační optice. První spočívala v tom, že pomocná destička bude odstíněna pomocí keramik od napětí na třetí čočce. Druhá možnost byla připojit pomocnou destičku přímo na čočku. To by znamenalo, že potenciál přivedený na čočku by byl stejný jako potenciál na pomocné destičce.

Z důvodu jednodušších výrobních nároků byla pomocná destička přitisknuta přímo na poslední fokusační čočku, která bude vždy uzemněna. Tím se vyřeší možný problém způsobený nabíjením a také se zjednoduší výroba a náročnost složení deflektoru.

Na obrázku 6.8 můžeme vidět navrženou finální verzi deflektoru. Pomocná destička je připojena šroubky k třetí fokusační čočce, která je dále připevněna k prvním dvěma čočkám. Na obrázku řezu si můžete všimnout, že ionty letící středem optiky "nevidí" pomocnou destičku, protože vychylovací optika je navržena takovým způsobem, že se z části zapouští do pomocné destičky. Vzdálenosti mezi jednotlivými částmi optiky pak přesně odpovídají simulacím, které jsem prováděl v předešlé části 6.1.

6. VYCHYLOVANÍ IONTOVÉHO SVAZKU



Obrázek 6.8: 3D model fokusační optiky s vychylovacími elektrodami iontového zdroje.

6.3. Výroba vychylovací optiky

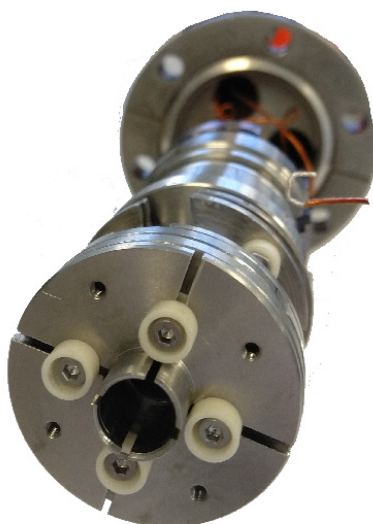
Na základě konstrukčních výkresu byly vyrobeny všechny součástky deflektoru potřebné k jeho sestavení. Na obrázcích 6.9 můžete vidět vyrobené součásti a jejich sestavení.



(a) Pomocná destička - rub.



(b) Složený deflektor.



(c) Iontový zdroj se složeným deflektorem.

Obrázek 6.9: Na fotografii a) je vyfocená pomocná destička vyrobená z nerezové oceli. Na fotografii b) jsou vidět složené vychylovací elektrody, které jsou upevněny k pomocné destičce pomocí čtyř šroubků a izolačních keramik. Na fotografii c) je iontový zdroj s připevněnou vychylovací optikou.

7. Závěr

Cílem této bakalářské práce bylo provést rešeršní studii na téma iontových zdrojů s důrazem na iontové zdroje se sedlovým polem a jejich aplikaci ve fyzice zabývající se prací v prostředích s vysokým vakuem. Dalším cílem bylo provést nezbytné optimalizace ke znovu zprovoznění iontového zdroje se sedlovým polem, který byl vyvinut na Ústavu fyzikálního inženýrství. Po zprovoznění iontového zdroje bylo našim cílem navrhnout změny v optice iontového zdroje s důrazem na vytvoření optického zařízení, které by sloužilo k vychylování svazku do námi zvoleného místa.

Bakalářská práce je rozdělena celkem do pěti částí. V první kapitole se zabýváme ději, které probíhají v iontových zdrojích. Popisujeme procesy, které jsou využívány k tvorbě iontů, a následné interakce vzniklých iontů s okolním prostředím.

Druhá kapitola se zaměřuje na typy iontových zdrojů, na základě kterých byl vytvořen iontový zdroj, který v této práci optimalizujeme.

Ve zbylých třech kapitolách je prezentováno měření prováděné během optimalizace zdroje a simulace jednotlivých dějů. Nejprve jsou popsány úpravy, které bylo nutné provést ke zprovoznění zdroje. Nové upevnění vlákna zvýšilo dobu používání zdroje o desítky hodiny. Dále důležitým zjištěním bylo stanovení polohy vlákna, ve kterém dochází k nejlepším podmínkám ionizace. V další kapitole shrnujeme výsledky měření zjišťující vlastnosti iontového zdroje, jako například maximální proud iontů, který se podařil naměřit s velikostí $2\ \mu\text{A}$, což je více jak osminásobné zlepšení proudu, oproti odhadovanému proudu. Mimo měření profilů iontových svazků jsme naměřili energiová spektra iontů ve svazku pro různá napětí a provedli experimenty s odprašováním tenké vrstvy oxidu křemíku z křemíkového vzorku.

V poslední kapitole hledáme parametry vychylovacích elektrod, ze kterých je deflektor sestaven. Díky simulacím v programu EOD byly zjištěny úhly, pod kterými se svazek odkloní pro různá napětí na deflektoru.

V současné době je vychylovací optika připevněna k iontovému zdroji se sedlovým polem, kterému byly upraveny elektrické průchodky pro možnost zapojení více napěťových kabelů.

Literatura

- [1] VÁLYI, L. *Atom and ion sources*. Budapest: Akademia Kiadó, 1977. ISBN 963-05-1113-4.
- [2] BROWN, I.G. *The Physics and Technology of Ion Sources*. Weinheim : Wiley-VCH, 2004. 379 s. ISBN 3-527-40410-4.
- [3] WOLF, Bernhard. *Handbook of ion sources*. CRP Press, 1995. ISBN 0-8493-2502-1.
- [4] CARLSON, Thomas A., C. W. NESTOR, Neil WASSERMAN a J. D. MCDOWELL. Calculated ionization potentials for multiply charged ions. *Atomic Data and Nuclear Data Tables*. 1970(2), 63-99. ISSN 0092-640X.
- [5] Pauly,H.: Atom, Molecule and Cluster Beams I. Springer-Verlag, Berlin, 2000. ISBN 3-540-66945-0.
- [6] L. Eckertová a kol., *Fyzikální elektronika pevných látek*, UNIVERZITA KARLOVA Praha, 1992.
- [7] CROWELL, C. R. The Richardson constant for thermionic emission in Schottky barrier diodes. *Solid-State Electronics*. Pergamon Press, 1965(8), 395-399. ISSN 0038-1101. Dostupné z: doi:[https://doi.org/10.1016/0038-1101\(65\)90116-4](https://doi.org/10.1016/0038-1101(65)90116-4)
- [8] KIZIROGLOU, M.E., X. LI, A. A. ZHUKOV, P. A. J. DE GROOT a C. H. DE GROOT. Thermionic field emission at electrodeposited Ni-Si Schottky barriers. *Solid-State Electronics*. 2008, (52), 1032-1038. ISSN 0038-1101. Dostupné z: doi:<https://doi.org/10.1016/j.sse.2008.03.002>
- [9] DOLAN, W. W. a W. P. DYKE. Temperature-and-Field Emission of Electrons from Metals. *Physical review*. 1954(95), 327-332.
- [10] CHILD, C. D. Discharge From Hot CaO. *Physical review*. 1911(32), 492-511.
- [11] MCILRAITH, A. H. A Charged Particle Oscillator. *Journal of Vacuum Science and Technology*. 1972(9), 209-212. Dostupné z: doi:<https://doi.org/10.1116/1.1316555>
- [12] FRANKS, J. Properties and applications of saddle-field ion sources. *Journal of Vacuum Science and Technology*. 1979(16), 181-183. Dostupné z: doi:<https://doi.org/10.1116/1.569901>
- [13] DEMPSTER, A. J. A new Method of Positive Ray Analysis. *Physical review*. 1918(11), 316-325. Dostupné z: doi:<https://doi.org/10.1103/PhysRev.11.316>
- [14] GLAJC, P.: *Návrh iontového zdroje pro odprašování*. Brno: Vysoké učení technické v Brně, Fakulta strojního inženýrství, 2012. 29 s. Bakalářská práce.
- [15] GLAJC, P.: *Testování a optimalizace iontového zdroje*. Brno: Vysoké učení technické v Brně, Fakulta strojního inženýrství, 2014. 75 s.